www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 20, 1958, no. 8 blz. 209-240 Verschenen 15 oktober 1958

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

DE SCINTILLATIETELLER

door J. A. W. van der DOES de BYE.

621.387.464

De scintillatieteller — de beste teller voor γ-straling waarover we thans beschikken — vindt de laatste jaren behalve in de natuurkunde ook in toenemende mate toepassing in de geneeskunde en de industrie. In vele ziekenhuizen behoort het gebruik van γ-radioactieve isotopen („tracers") in de diagnostiek reeds tot de routine.

In het hier volgende artikel vindt men een beschrijving van de scintillatieteller die enige tijd geleden door Philips in de handel is gebracht. Tevens behandelt het artikel in het kort de natuurkundige verschijnselen waarop de werking van een scintillatieteller berust, en de intrinsieke stooreffecten waarmee men zowel bij het ontwerpen als bij het gebruik van een scintillatieteller rekening te houden heeft.

Het meten van de intensiteit van radioactieve straling door middel van het scintillatie-effect — dat is het verschijnsel dat sommige stoffen een lichtflitsje geven indien ze door een dergelijke straling getroffen worden — behoort tot de oudste meetmethodes van de kernfysica. Men gebruikte aanvankelijk een schermpje van zinksulfide en bekeek met een loep of microscoop de lichtflitsjes die dit materiaal uitzendt wanneer er een α-deeltje op valt; de waarnemer telde de lichtflitsjes dus zelf. In de jaren dertig geraakte de methode in onbruik door de ontwikkeling van de Geiger-Müller-teller, waarmede per seconde een veel groter aantal deeltjes (quanta) geteld kon worden, en die bovendien in staat was om ook β- en γ-straling te detecteren. Sedert 10 jaar echter is de scintillatiemethode opnieuw actueel geworden. De daarop gebaseerde zg. scintillatieteller is thans in de kernfysica en ook in de geneeskunde een belangrijk en veel gebruikt meetinstrument.

Ten einde de plaats van de scintillatieteller te midden der andere stralingsdetectoren ongeveer te kunnen bepalen, het volgende. Zoals bekend, veroorzaken de quanta en deeltjes der radioactieve straling bij het passeren van materie ionisatie en excitatie. De werking van de tot voor kort het meest gebruikte stralingsdetectoren, de ionisatiekamer, de proportionele telbuis en de Geiger-Müller-teller, berust uitsluitend op het eerstgenoemde effect, de ionisatie. Voor de detectie van geladen deeltjes zijn deze apparaten ideaal — de G.M.-teller telt ieder geladen deeltje —, maar zulks is niet het geval voor de detectie van γ-straling. Deze straling heeft een groot doordringend vermogen, d.w.z. de quanta van deze straling hebben grote kans de detector te passeren zonder daarin enige ionisatie (of excitatie) veroorzaakt te hebben. Bij de G.M.-teller is de kans dat een binnentredend γ-quantum geteld wordt, in een groot energiegebied van de orde van grootte van slechts 1%.

Een grote verbetering hierin kon alleen verkregen worden door van de bovengenoemde, met gas gevulde, tellers over te gaan op instrumenten waarin de γ-quanta in wisselwerking treden met een vloeistof of vaste stof. De kans op absorptie van een γ-quantum neemt nl. toe met de dichtheid van de materie. Pogingen om een met vloeistof of vaste stof gevulde ionisatiekamer te construeren, mochten in principe als geslaagd beschouwd worden, maar hebben niet tot instrumenten geleid die op grote schaal geproduceerd en gebruikt konden worden [1]). Een grote vooruitgang werd geboekt toen men, dank zij het ter beschikking komen van de fotomultiplicatorbuis, die een veel snellere detector is dan het menselijke oog — een gewone fotocel is óók snel maar die is om andere redenen ongeschikt —, kon teruggrijpen op de oude scintillatiemethode, d.w.z. op een methode waarbij detectie niet plaatsvindt

[1]) Een behandeling van de eigenschappen van diverse materialen die in een vaste-stofionisatiekamer (een zg. kristalteller) gebruikt kunnen worden, vindt men o.a. bij F. C. Champion, Progr. nucl. Phys. **3**, 159-176, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

via het verzamelen van vrijgemaakte lading, maar via de luminescentie die in sommige stoffen op ionisatie en excitatie volgt. Van stoffen die het scintillatie-effect vertonen (scintillatoren), kan men, indien ze doorzichtig zijn, in principe grote volumina gebruiken zonder dat de waarneembaarheid der lichtflitsjes daaronder lijdt, en dus een teller voor γ-quanta construeren die, ook bij zeer energierijke γ-straling, een groot percentage der binnentredende quanta telt (groot quantumtelrendement).

Een thans veel gebruikte scintillator is natriumjodide, geactiveerd met een kleine hoeveelheid (ca. 1%) thallium. Sinds enkele jaren is men in staat hiervan grote monokristallen te maken, zodat tegelijk aan de eisen van doorzichtigheid en grote massa voldaan kan worden. Het feit dat NaI sterk hygroscopisch is, heeft echter zekere consequenties voor de wijze van monteren.

Ten aanzien van de zg. dode tijd, dat is de tijd die na het tellen van een quantum moet verlopen alvorens een volgend quantum kan worden gedetecteerd, overtreft de scintillatieteller de G.M.-teller verre en is hij ongeveer op een lijn te stellen met de proportionele telbuis. De dode tijd van een scintillatieteller [2]) met een NaI(Tl)-scintillator is ten hoogste $2\frac{1}{2}$ μs. Ten slotte kan met de scintillatiemethode de energie der invallende quanta gemeten worden, d.w.z. men kan behalve een scintillatieteller ook een scintillatiespectrometer construeren.

Het zeer grote quantumtelrendement voor gammastraling maakt de scintillatieteller zeer geschikt voor toepassingen waarbij slechts geringe hoeveelheden radioactief materiaal gebruikt kunnen worden c.q. beschikbaar zijn. Dit is in het bijzonder het geval bij die medische toepassingen waarbij dit materiaal aan de patiënt wordt toegediend. Het doel hiervan is meestal het bestuderen van de stofwisseling van de patiënt. Soms ook maakt men gebruik van de eigenschap van sommige chemische verbindingen zich te concentreren in bepaalde weefsels, die daardoor bronnen van straling worden en als zodanig detecteerbaar zijn. Door gebruik te maken van een nauwe collimator, waardoor de scintillator slechts een klein stukje van het object tegelijk „zien" kan, is men dan in staat de grootte en de vorm van dergelijke weefsels te bepalen. Het object wordt daartoe punt voor punt afgetast.

Bij het onderzoek naar eventuele radioactieve besmetting van de bodem of van het menselijk lichaam, heeft men meestal eveneens met zeer geringe hoeveelheden radioactief materiaal te maken. In apparaten voor het controleren hiervoor (zg. monitors) vindt de scintillatieteller dan ook toepassing [3]).

Uiteraard komen in de medische en biologische praktijk metingen voor aan vloeistofmonsters. Ook hiervoor worden wel scintillatietellers gebruikt in plaats van G.M.-tellers. Speciaal voor dit doel geconstrueerde scintillatietellers bevatten vaak een uitgehold kristal, waarin een reageerbuis past, zodat een zéér grote fractie van de totale uitgezonden gammastraling in het kristal terecht komt. Bovendien luistert de plaatsing van het monster ten opzichte van het kristal dan heel wat minder nauw dan bij gebruik van een niet-uitgehold kristal.

Vele industriële toepassingen zijn te beschouwen als een variant van de radiografie met röntgenstralen, daar zij evenals deze berusten op de plaatselijk variërende verzwakking die een bundel gammastraling ondergaat bij het passeren van een niethomogeen lichaam. Het niet-destructieve onderzoek van materialen, b.v. het opsporen van holten in gietijzer of dikteregeling van te walsen staalplaten, geschiedt dikwijls met γ-straling, waarbij het object met een scintillatieteller wordt afgetast. Van de geologische toepassingen vormt het opsporen van uranium met een draagbare scintillatieteller een bekend voorbeeld.

In het volgende zullen we een beschrijving geven van de Philips scintillatieteller, die sinds enige tijd in de handel is, alsmede van de natuurkundige verschijnselen waarop de werking ervan berust. Ook de stooreffecten waarmee men rekening te houden heeft, als ruis en stoorstraling, zullen ter sprake komen. Aan het eind van het artikel bespreken we in het kort de eigenschappen van andere scintillatiematerialen dan NaI(Tl), de detectie van andere dan γ-straling en ten slotte de scintillatiespectrometrie.

Het apparaat

In de scintillatieteller wordt een kubus- of cilindervormig stuk scintillerend materiaal met een der platte vlakken in goed optisch contact gebracht met het venster van een fotomultiplicatorbuis. Achter dit venster bevindt zich de fotokatode van de buis. De door een lichtflitsje uit deze fotokatode vrijgemaakte elektronen worden naar een op hogere spanning (ca. 150 V) staande, secundair emitterende,

[2]) In een binnenkort in dit tijdschrift verschijnend artikel zullen problemen betreffende de dode tijd van een scintillatieteller uitvoeriger worden behandeld dan hier mogelijk is en zal ook de hier genoemde waarde nader worden gemotiveerd. Voor de dode tijd van de proportionele telbuis zie: P. H. Dowling, C. F. Hendee, T. R. Kohler en W. Parrish, Philips techn. T. **18**, 264-278, 1956.

[3]) Zie b.v. A. Nemet, R. B. Stephens en W. A. Bayfield, Philips techn. T. **16**, 360-370, 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

elektrode (dynode) gezogen. Elk elektron maakt daaruit een zeker aantal secundaire elektronen vrij, die op hun beurt op een volgende dynode vallen enz. (*fig. 1*). Het aantal dynodes, d.w.z. het aantal malen

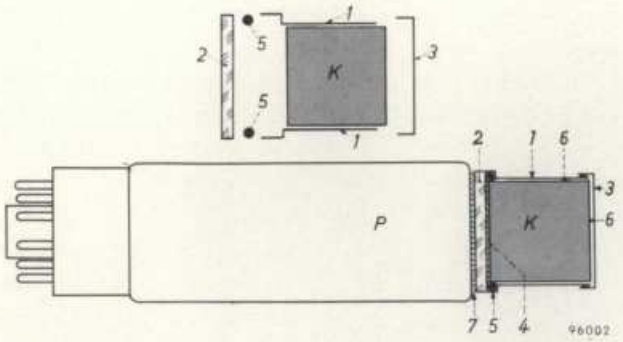


Fig. 1. Voorbeeld van de wijze waarop bij een scintillatieteller een NaI(Tl)-kristal (*K*) kan worden gemonteerd op de fotomultiplicatorbuis (*P*). Het kristal bevindt zich in een omhulsel, dat toetreden van waterdamp uit de atmosfeer onmogelijk maakt. 1 busje van dun aluminium, 2 glazen bodem, 3 op het busje gekit dekseltje, eveneens van dun aluminium, 4 laagje van een visceuze vloeistof, 5 rubberring, 6 laagje MgO tussen aluminiumwand en kristal, 7 laagje van een visceuze vloeistof. De beide vloeistoflaagjes verbeteren het optisch contact tussen kristal, glazen bodem en buisvenster. De rubberring houdt de vloeistof gescheiden van het MgO, dat dient ter verhoging van de reflectie van de wanden.

dat dit proces zich herhaalt, bedraagt bij de meeste in de handel verkrijgbare fotomultiplicatorbuizen ca. 10. Op deze wijze kan in de buis een versterking van 1 tot 10 miljoen maal bereikt worden. Zelfs lichtflitsjes die uit de fotokatode slechts één elektron vrijmaken, kunnen op deze wijze nog worden waargenomen.

De stroomstootjes die door de fotomultiplicatorbuis worden geleverd, veroorzaken over de anode-impedantie van deze buis spanningspiekjes (impulsen), die door middel van een daarvoor geschikte versterker versterkt worden. De versterkte impulsen passeren eerst een discriminator — een schakeling die slechts die impulsen doorlaat welke een zekere, instelbare, grootte te boven gaan — en worden daarna toegevoerd aan een schakeling die als telwerk fungeert. Deze schakeling bestaat uit een aantal trappen die ieder het aantal impulsen dat eraan wordt toegevoerd, delen door 10. Al deze trappen zijn uitgerust met zg. decimale telbuizen [4]), waarop men direct het aantal eenheden, tientallen, honderdtallen enz. waaruit het aantal getelde impulsen bestaat, kan aflezen; iedere telbuis levert dus een cijfer van dit getal. Een blokschema van een dergelijke opstelling vindt men in *fig. 2*. *Fig. 3* toont een Philips scintillatieteller. Deze teller is uitgerust met een NaI (Tl)-kristal, hetwelk, samen met de multiplicatorbuis (Philips 50 AVP) en de eerste versterkbuis (in anodebasisschakeling) is gemonteerd in een zg. meetkop. Laatstgenoemde is door middel van een kabel verbonden met het rek waarin zich de verdere apparatuur bevindt. Deze apparatuur bestaat uit een schakeling die de hoogspanning voor de multiplicatorbuis levert (bij 10 dynodes ca. 1500 V), een impulsversterker en een met decimale telbuizen uitgeruste telschakeling die tevens als (niet variabele) discriminator fungeert. De apparatuur is zo ingericht dat men ter bepaling van het gemiddelde aantal per tijdseenheid gedetecteerde quanta, de zg. impulsdichtheid, hetzij het aantal quanta kan meten dat binnen een zeker tijdsverloop geteld wordt, hetzij de tijd kan meten na verloop van welke het aantal getelde quanta een zekere waarde, b.v. 10 000, bereikt heeft [5]).

De kans dat de teller een het kristal binnentredend γ-quantum telt, is ongeveer 50% voor quanta van 500 kV, 35% voor 1 MeV- en 25% voor 2 MeV-quanta. Voor zachte γ-quanta en röntgenquanta (10-50 keV) is deze kans nagenoeg 100%. Deze waarden gelden voor een cilindrisch kristal met een diameter van 2,5 cm en een hoogte van 2 cm. Er kunnen ook kristallen met andere afmetingen gemonteerd worden.

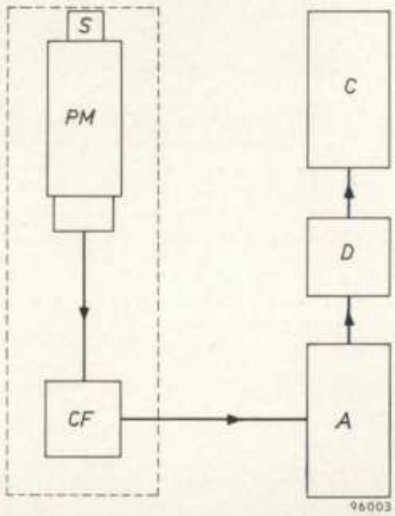


Fig. 2. Blokschema van scintillatietelleropstelling. *S* scintillator, *PM* fotomultiplicatorbuis, *CF* voorversterker, *A* impulsversterker, *D* discriminator, *C* telwerk. Scintillator, fotomultiplicatorbuis en voorversterker bevinden zich in de zg. meetkop.

De processen in het scintillatiemateriaal

Alvorens de eigenschappen van de scintillatieteller te bespreken, geven we een kort overzicht van de processen die zich in de scintillator afspelen. Deze

[4]) Zie b.v. A. J. W. M. van Overbeek, J. L. H. Jonker en K. Rodenhuis, Philips techn. T. **14**, 349-362, 1952.

[5]) Vgl. W. Parrish, Philips techn. T. **17**, 300-316, 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zijn tweeërlei: in de eerste plaats de absorptie van de γ-quanta, die op drie wijzen plaatsvindt; in de tweede plaats de lichtemissie (het eigenlijke scintillatieproces).

Absorptie van γ-straling

Wanneer een stroom mono-energetische γ-quanta een laag materie passeert ter dikte d, dan wordt, evenals bij röntgenstraling, de sterkte $I(d)$ die de bundel heeft nà het passeren van de laag, gegeven door de formule

$$I(d) = I(0)\, e^{-\varrho\sigma d}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Hierin zijn $I(0)$ de sterkte van de binnentredende bundel, ϱ de dichtheid van de materie en σ de zg. massa-verzwakkingscoëfficiënt. Indien het produkt $\varrho\sigma$ groot is, absorbeert het materiaal dus sterk. De massa-verzwakkingscoëfficiënt hangt af van de chemische samenstelling van de materie (maar niet van de aggregatietoestand daarvan!) en van de energie E_0 der binnentredende γ-quanta.

De absorptie der γ-quanta kan geschieden volgens drie aanstonds nader te bespreken processen: het foto-elektrisch effect, het Compton-effect en de paarvorming. De waarschijnlijkheid van deze processen varieert met E_0, maar voor ieder proces op verschillende wijze. We kunnen voor ieder van die processen een eigen massa-verzwakkingscoëfficiënt definiëren, resp. σ_f, σ_c, en σ_p; de waarde van σ is de som van deze drie. Bij deze processen wordt de energie van het γ-quantum hetzij geheel, hetzij gedeeltelijk omgezet in kinetische energie van een of meer elektronen. Indien een stroom mono-energetische γ-quanta geabsorbeerd wordt, hebben deze elektronen dus niet een mono-energetisch, maar een vrij gecompliceerd en ten dele continu energiespectrum.

Fig. 3. Philips scintillatieteller in gebruik. Het bovendeel van de meetkop steekt uit een loden afscherming, op de bodem waarvan zich het te onderzoeken radioactieve preparaat bevindt. De meetkop is door een kabel verbonden met de kast waarin de verdere elektronische apparatuur is gemonteerd. Onderin bevinden zich links de voedingsschakeling voor de multiplicatorbuis — die tevens geschikt is voor aansluiting van een Geiger-Müller-teller — en rechts de impulsversterker. Bovenin ziet men de telschakeling, die tevens als discriminator fungeert. Op het middelste paneel is een klok gemonteerd, die de tijd aanwijst waarin het toestel een vooraf ingesteld aantal impulsen heeft geteld.
Het apparaat werd productierijp gemaakt onder leiding van A. Mooy.

Bij het eerste van de drie processen, het foto-elektrisch effect, maakt het γ-quantum een elektron (meestal een K-elektron) los uit de elektronenwolk van een atoom. Het γ-quantum wordt daarbij geheel geabsorbeerd, d.w.z. de energie van het foto-elektron is gelijk aan de γ-energie verminderd met de bindingsenergie van het elektron. Wanneer de elektronenwolk tot zijn normale toestand terugkeert — wat binnen zeer korte tijd geschiedt —, wordt de genoemde bindingsenergie weer geëmitteerd in de vorm van röntgenquanta

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en/of Auger-elektronen. De eventuele röntgenquanta worden in de naaste omgeving opnieuw geabsorbeerd, zodat dus de quantumenergie E_0 in zijn geheel wordt omgezet in kinetische energie van elektronen. Daar voor het scintillatieproces slechts de totale elektronenenergie van belang is, mogen we doen alsof we steeds met één elektron met energie E_0 te maken hebben. Het foto-elektrisch effect levert dus in het energiespektrum der elektronen een mono-energetische piek op, de zg. fotopiek [6]). Het foto-elektrisch effect levert een grote bijdrage tot de absorptie in geval E_0 kleiner is dan 200 keV; de absorptie van zachte en matig harde röntgenstraling geschiedt nagenoeg uitsluitend door dit effect. In het laatste geval is dus $\sigma \approx \sigma_f$.

Bij het tweede van de drie effecten, het Compton-effect, vindt er een botsing plaats tussen het γ-quantum en een elektron, waarbij het γ-quantum slechts een deel van zijn energie, E_c, aan het elektron overdraagt. Het vervolgt daarna zijn weg in een afwijkende richting (verstrooiing) en met een energie E' die gelijk is aan $E_0 - E_c$. Gebleken is dat men, bij gegeven richting van elektron en verstrooid γ-quantum, E_c en E' kan berekenen door het γ-quantum te beschouwen als een deeltje met kinetische energie E_0 (resp. E' na de botsing) en impuls E_0/c (resp. E'/c), en op het botsingsproces de behoudswetten van energie en impuls toe te passen. De energie E_c die bij dit botsingsproces aan het elektron afgegeven wordt, kan alle waarden hebben tussen 0 en $E_0/(1 + E_r/2E_0)$ (hierin is E_r de rustenergie van een elektron, die 0,51 MeV bedraagt). Het spectrum der E_c-waarden is dus continu, en bij grotere E_0 wordt de maximale waarde van E_c/E_0 groter; bij $E_0 = 2$ MeV is deze 0,80, bij 10 MeV reeds 0,977. De kans op het voorkomen van een bepaalde E_c-waarde is een functie van E_c en van E_0. Bij toenemende E_0 spelen de relatief kleine waarden van E_c een steeds kleinere rol en krijgt het energiespectrum van de Compton-elektronen meer het karakter van een piek.

Het secundaire γ-quantum loopt uiteraard de kans om alsnog geabsorbeerd te worden. Wanneer dit gebeurt door middel van het foto-effect, heeft men opnieuw een geval waarbij de gehele energie E_0 is omgezet in kinetische energie van elektronen; uiterlijk is dit niet te onderscheiden van een geval waarbij direct foto-elektrisch effect optreedt. De kans hierop is natuurlijk groter naarmate men met een grotere hoeveelheid materiaal werkt. Bij toenemende afmetingen van de scintillator wordt de „fotopiek" dus groter ten koste van het Compton-continuüm [7]).

De kans op een Compton-botsing neemt, evenals de kans op een fotoeffect, af met toenemende E_0, maar doet dat veel minder sterk. In een NaI(Tl)-kristal is reeds bij een E_0-waarde van 0,5 MeV de kans op een Compton-botsing groter dan die op het foto-effect.

Het derde effect, de paarvorming, treedt alleen op indien $E_0 \geqq 1{,}02$ MeV. De kans op het optreden ervan wordt groter met toenemende E_0; in geval E_0 van de orde van 10 MeV of meer is, overheerst het de beide andere geheel. Bij de paarvorming verdwijnt het γ-quantum en verschijnen er twee deeltjes, die op het teken van hun lading na identiek zijn, te weten een elektron en een positon (positief elektron). De gezamenlijke kinetische energie van beiden is $E_0 - 1{,}02$ MeV (d.w.z. E_0 min de rustenergie $2E_r$ van de gevormde deeltjes). Men kan dus in het energie-spectrum der elektronen naast de fotopiek een „paarpiek" aantreffen, die uiterlijk identiek is met een fotopiek, veroorzaakt door γ-quanta met een 1,02 MeV geringere energie. Deze paarpiek is gesuperponeerd op het Compton-continuüm.

Positonen hebben slechts een zeer korte gemiddelde levensduur. Ze verenigen zich met een elektron en samen hiermee verdwijnen ze weer onder emissie van twee γ-quanta, ieder van 0,51 MeV. Deze γ-quanta vertrekken in gelijke doch tegengestelde richting (impulsbehoud). Meestal treedt deze annihilatie op wanneer het positon zijn kinetische energie verloren heeft, soms ook in de vlucht.

Uiteraard is er een zekere kans dat een of beide annihilatiequanta in de scintillator geabsorbeerd worden. Geschiedt dit met beide, dan wordt weer de gehele E_0 in de scintillator geabsorbeerd en wordt weer de „fotopiek" groter ten koste van de „paarpiek"; de gevallen echter waarbij slechts één der annihilatiequanta wordt geabsorbeerd, geven het aanzijn aan een derde piek in het energiespectrum der elektronen, en wel een die juist midden tussen de fotopiek (overeenkomend met absorptie van E_0) en de paarpiek (absorptie van $E_0 - 1{,}02$ MeV) in ligt. Ook bij absorptie van γ-quanta door paarvorming zal de „fotopiek" dus relatief groter zijn naarmate men met een scintillator van grotere massa werkt, evenals dit bij het Compton-effect het geval was.

---

[6]) In kleine kristallen kan het gebeuren dat de röntgenquanta die de bindingsenergie E_b „wegdragen", toch ontsnappen. Er ontstaat dan naast de hoofd(foto)piek een restpiek („escape peak"). Ingeval E_0 van de orde van grootte van 1 MeV (of groter) is, is $E_0 \gg E_b$ en vallen beide pieken nagenoeg samen. Meer hierover vindt men op blz. 272 van het in [2]) aangehaalde artikel.

[7]) De naam „fotopiek" is in dit geval dus eigenlijk niet meer van toepassing; men zou moeten spreken van „piek van volledige absorptie".

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

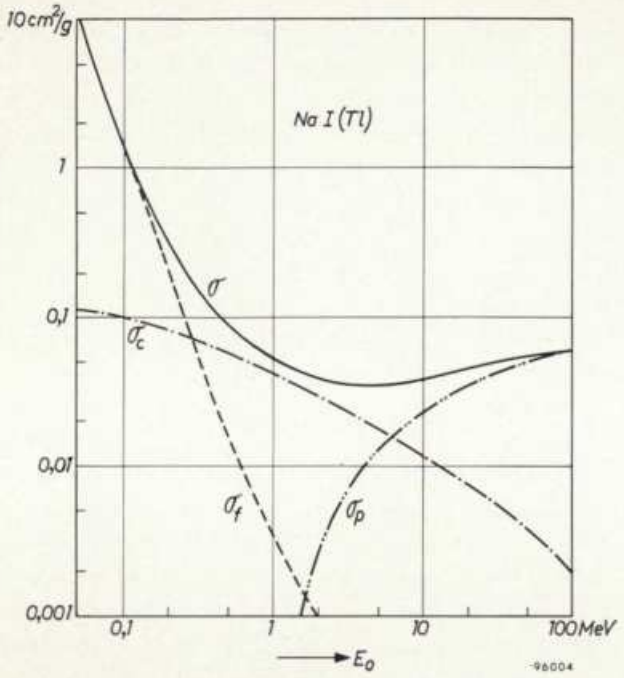


Fig. 4. Absorptie van γ-straling in NaI. De krommen tonen hoe de bijdragen van foto-elektrisch effect (σ_f), Compton-effect (σ_c) en paarvorming (σ_p) tot de massa-absorptiecoëfficiënt (σ) afhangen van de quantumenergie E_0.

Fig. 4 toont het verloop met E_0 van σ_f, σ_c en σ_p, alsmede van hun som σ, voor NaI. *Fig. 5* toont het spectrum van de aan elektronen overgedragen hoeveelheden energie in geval we te doen hebben met γ-quanta van gelijke energie (in casu 2 MeV).

Het scintillatieproces

De energie E_1 die de primair vrijgemaakte elektronen van een invallend γ-quantum hebben gekregen, wordt door deze elektronen in kleine porties afgegeven aan andere die zich langs de doorlopen baan bevinden. Laatstgenoemde elektronen

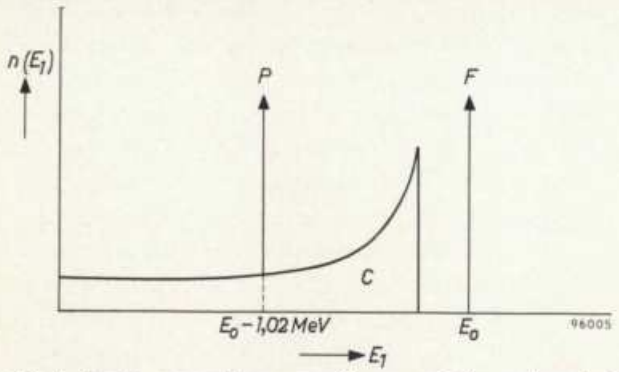


Fig. 5. Spectrum van de gezamenlijke energie E_1 van de primair door γ-quanta van 2 MeV vrijgemaakte elektronen. Men onderscheidt het Compton-continuüm (C), hetwelk bij de grootste daarin voorkomende energiewaarde scherp is afgesneden, en een „lijn" (F) van nog groter energie. Dit is de zg. fotopiek, waarbij E_1 gelijk is aan E_0, de energie van de gedetecteerde γ-quanta. Indien, zoals hier, de quantumenergie groter dan 1,02 MeV is, bevindt zich in het spectrum nog een tweede „lijn", de zg. paarpiek (P), op een plaats die overeenkomt met een energie die 1,02 MeV geringer is dan E_0.

komen na korte tijd in discrete, boven het grondniveau gelegen, energieniveaus terecht [8]). Wat er daarna gebeurt, is voor alle scintillatiematerialen enigszins verschillend, maar komt voor de meeste in principe neer op het volgende. Het energiepakketje, dat overeenkomt met het energieverschil van een elektron in de aangeslagen, resp. de grondtoestand, kan zich door het scintillatiemateriaal bewegen (d.w.z. van elektron op elektron worden overgedragen). Op zeker moment echter blijft het ergens steken, en wel speciaal daar waar zich vreemde atomen of ionen bevinden (b.v. een Tl-ion in het NaI-kristal, een willekeurige verontreiniging of een molecuul van de opgeloste stof in een oplossing), of in andere zg. vangcentra, zoals dislocaties en vacatures. Bij de vangst in een dergelijk centrum gaat een zeker deel van de energie over in thermische energie van het materiaal. Met het restant kunnen al naar de aard van het vangcentrum drie dingen gebeuren. Ten eerste kan het resterende energiepakketje geheel of gedeeltelijk worden omgezet in een lichtquantum (fluorescentie). De na absorptie van één γ-quantum geëmitteerde (fluorescentie-)lichtquanta vormen gezamenlijk het bruikbare lichtflitsje. Ten tweede kan deëxcitatie plaatsvinden via een stralingloze overgang (doving), en ten derde is het mogelijk dat men met een centrum te doen heeft van waaruit een lager gelegen energieniveau niet rechtstreeks bereikt kan worden. Deëxcitatie kan dan eventueel plaatsvinden doordat eerst door opname van thermische energie een overgang plaatsvindt naar een iets hoger gelegen niveau van waaruit een fluorescentiecentrum bereikt kan worden (fosforescentie). Materiaal voor een scintillatieteller moet klaarblijkelijk bij voorkeur zoveel mogelijk fluorescentie en zo weinig mogelijk doving of fosforescentie vertonen. Bij NaI(Tl) en bij scintillatoren van kunststof is de fosforescentie gering; bij vloeistoffen ontbreekt ze geheel.

Het aantal deëxcitaties door fluorescentie dat per tijdseenheid plaatsvindt, is evenredig met het aantal bezette fluorescentieniveaus (N) en met het aantal onbezette plaatsen in het grondniveau. Indien het laatstgenoemde aantal groot is ten opzichte van het eerste, zodat het als constant beschouwd mag worden, dan geldt:

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{N}{\tau_0}. \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

[8]) Vele elektronen krijgen aanvankelijk meer energie dan voor het bereiken van een dezer niveaus nodig is; ze komen dan terecht in een hoger gelegen continuüm van niveaus, de zg. geleidingsband. Zolang ze zich in deze band bevinden, kunnen ze zich onder invloed van een elektrisch veld door het kristal bewegen. De werking van de kristalteller (vgl. [1])) berust op dit verschijnsel, dat min of meer analoog is aan de ionisatie van een gas.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Hierin is τ_0 de gemiddelde levensduur van een elektron in de beschouwde energietoestand en t de tijd. Zij N_0 de waarde die N heeft op het tijdstip $t = 0$, dan luidt de oplossing van vergelijking (2):

$$N = N_0 \, e^{-t/\tau_0}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

De intensiteit van een flitsje neemt dan exponentieel met de tijd af; de tijdconstante is τ_0.

Wanneer de fluorescentielichtquanta gemiddeld een energie E_f hebben — in NaI(Tl) ca. 3 eV —, is dus de totale energie van één flitsje $N_0 E_f$. Door het optreden van het doofproces en door de stralingsloze overgangen die tezamen met de lichtemissie plaatsvinden, is deze energie kleiner dan de totale geabsorbeerde energie E_1. De verhouding η tussen beide energiebedragen noemt men het luminescentierendement. Voor NaI(Tl) is de waarde van η onafhankelijk van E_1 en bedraagt 0,08 à 0,09.

Van scintillatie tot elektrische impuls; fluctuatieverschijnselen

De N_0 lichtquanta die tezamen een flitsje vormen, zullen natuurlijk niet alle op de fotokatode van de multiplicatorbuis vallen; ook correspondeert niet met ieder quantum dat dat wèl doet, een in het dynodesysteem terechtkomend elektron. Het aantal van dergelijke elektronen N_1 maakt een fractie α uit van N_0. Voor het creëren van één effectief fotoelektron in de multiplicatorbuis is dus een energie E_i nodig, de zg. vrijmakingsenergie, die gelijk is aan $E_f/\alpha\eta$. Daar α evenals η ca. 0,08 is, is E_i ongeveer 450 eV, d.w.z. ca. 15× zo groot als bij een ionisatiekamer of een proportionele telbuis. Een γ-quantum van zekere energie levert des te groter impulsen op naarmate α groter, dat wil zeggen naarmate E_i kleiner is. In het volgende hoofdstuk zal de betekenis hiervan nog nader besproken worden. De waarde van E_i is voor NaI(Tl) onafhankelijk van de energie van het invallende γ-quantum.

De waarde van α is groter naarmate de spectrale gevoeligheid van de fotokatode beter past bij het spectrum der lichtflitsjes. De streeplijn in *fig. 6* toont de spectrale energieverdeling van flitsjes van NaI(Tl). Het maximum er van ligt ongeveer bij 4100 Å, d.w.z. ver in het blauw. De getrokken curve stelt de spectrale gevoeligheid voor van de Philips fotomultiplicatorbuis 50 AVP, die bijzonder geschikt is voor montage in scintillatietellers en o.a. wordt toegepast in de boven beschreven Philips-apparatuur.

Wanneer γ-quanta van een bepaalde energie op het scintillerend kristal vallen, is, zoals reeds werd uiteengezet, de totale energie E_1 van de door één γ-quantum vrijgemaakte elektronen niet steeds dezelfde, maar vertoont een heel spectrum van waarden

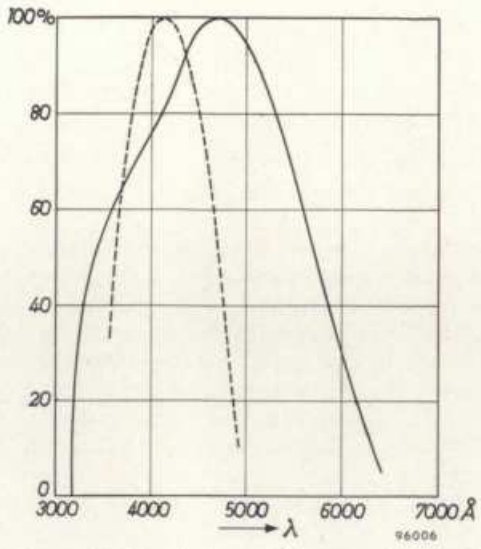


Fig. 6. Spectrale intensiteitsverdeling van de scintillaties in NaI(Tl) (streeplijn) en spectrale gevoeligheid van de Philips fotomultiplicatorbuis 50 AVP. De maxima van de krommen zijn beide op 100% gesteld.

(fig. 5). Doordat er, ook bij gelijke E_1, zekere fluctuaties optreden in het aantal verwekte lichtquanta, in de fractie van dit aantal die de fotokatode van de multiplicatorbuis bereikt, in het aantal fotoelektronen dat door zeker aantal lichtquanta wordt vrijgemaakt — d.w.z. in α en in η —, en in de stroomversterkingsfactor g van deze buis, meet men aan de uitgang van de buis een spectrum van impulshoogten hetwelk is te beschouwen als een „uitgesmeerde" versie van het spectrum der elektronenenergiewaarden E_1 (*fig. 7*).

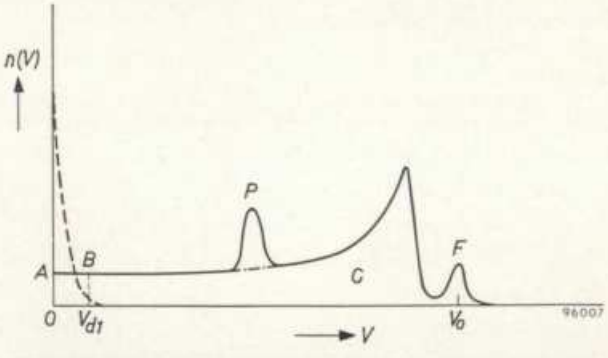


Fig. 7. Spectrum van de hoogte V der elektrische impulsen die door de fotomultiplicatorbuis worden afgeleverd (getrokken kromme). Ten gevolge van fluctuatieverschijnselen in de scintillator en de multiplicatorbuis is het impulshoogtespectrum niet gelijkvormig met dat van fig. 5; er heeft een zekere uitsmering plaats gevonden. De mate van uitsmering is goed te beoordelen aan de breedte van de piek F.
De streeplijn geeft het spectrum der ruisimpulsen; als de discriminatorstand correspondeert met een impulshoogte V_{d_1}, wordt per seconde gemiddeld één ruisimpuls doorgelaten. Er wordt dan ook een fractie van de „legale" impulsen onderdrukt die gelijk is aan de fractie die de oppervlakte $OABV_{d_1}$ uitmaakt van de totale oppervlakte onder de getrokken kromme. De verhouding der oppervlakten onder de scintillatie-impulsspectrumkromme en de ruisimpulskromme is hier willekeurig gekozen. Deze hangt af van de ruisintensiteit en de sterkte van het onderzochte preparaat.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De invloed van de genoemde fluctuaties ziet men het fraaist gedemonstreerd aan de verbreding van de fotopiek ($E_1 = E_0$). De plaats van die piek, d.w.z. de gemiddelde impulshoogte, wordt bepaald door de gemiddelde waarden van a, η en g, zijn breedte door de spreiding in deze waarden.

De verdeling van de waarden van N_1, het aantal per γ-quantum in het dynodesysteem terechtkomende foto-elektronen, kan beschreven worden door de verdelingsfunctie van Gauss, indien $\overline{N_1}$, de gemiddelde waarde van N_1, niet te klein is. De standaarddeviatie is gelijk aan $\sqrt{N_1}$. Dikwijls werkt men met de breedte van de Gauss-kromme op halve hoogte; deze is 2,36 × de standaarddeviatie. De relatieve waarde van deze spreidingsmaat is dus $2{,}36/\sqrt{\overline{N_1}}$ en kan ook geschreven worden als $2{,}36/\sqrt{E_0/E_i}$.

De spreiding in g die, tezamen met die in N_1, de breedte van de fotopiek bepaalt, is slechts voor berekening vatbaar indien men zekere veronderstellingen maakt omtrent de secundaire emissie. We zullen hierop niet ingaan. Experimenteel is gebleken dat de invloed van de statistische fluctuaties in g op de uitsmering van het impulsspectrum vrij gering is.

De uitsmering van het impulsspectrum ten gevolge van de zojuist genoemde fluctuatieverschijnselen is in de eerste plaats van belang voor de scintillatiespectrometrie (zie het laatste hoofdstuk). Ze heeft, althans direct, geen invloed op de telbaarheid van de scintillaties (en indirect slechts bij uitzondering). Door de grote versterking in de multiplicatorbuis zijn zelfs impulsen die worden opgewekt door één enkel foto-elektron, groot genoeg om niet in de ruis van de impulsversterker te verdrinken, zelfs indien ook g toevalligerwijs bijzonder klein uitvalt.

Het tellen der scintillaties

Ruis

Men ziet in fig. 7 dat er een niet verwaarloosbare kans is dat kleine impulsen voorkomen, ook indien de quantumenergie een aanmerkelijke waarde heeft. Uit het slot van het vorige hoofdstuk zou men kunnen concluderen dat deze kleine impulsen alle telbaar zijn, en ook dat de minimumwaarde die de energie der γ-quanta moet hebben willen ze detecteerbaar zijn, van de orde van grootte van de vrijmakingsenergie (dus ca. 450 eV) is. De werkelijke situatie is echter wat minder gunstig ten gevolge van de eigen ruis van de fotomultiplicatorbuis.

De fotokatode van deze buis emitteert nl., ook wanneer er géén licht op valt, per tijdseenheid een zeker aantal elektronen, die stoorimpulsen veroorzaken (van de orde van 10 000 per sec!). De impulshoogteverdeling van deze ruis [9]) wordt weergegeven door de streeplijn in fig. 7. De meeste ruisimpulsen zijn afkomstig van één enkel primair elektron, een klein aantal van méér dan een.

De overgrote meerderheid der ruisimpulsen ontstaat door thermische emissie van elektronen door de fotokatode. Deze hangt af van de temperatuur en van de uittreepotentiaal van het materiaal van de fotokatode. Het is een gelukkige omstandigheid dat vele scintillatiematerialen relatief sterk emitteren in het blauw, zodat het niet nodig is katodematerialen met zeer lage uittreepotentiaal te kiezen. De door thermische emissie veroorzaakte ruisimpulsen corresponderen uiteraard alle met één enkel van de fotokatode vertrekkend elektron (mono-elektronimpulsen).

De niet zeer talrijke poly-elektronimpulsen danken hun ontstaan vermoedelijk aan botsingen van ionen uit het restgas tegen de fotokatode.

Hiernaast zijn er nog twee andere ruisoorzaken, die niet (uitsluitend) tot elektronen-emissie door de katode aanleiding geven. Dit zijn de thermische emissie van elektronen door de dynodes en koude emissie uit de dynodes. Eerstgenoemde oorzaak levert impulsen die gemiddeld aanzienlijk kleiner zijn dan de bovengenoemde mono-elektronimpulsen. Het optreden van koude emissie kan nagenoeg geheel geëlimineerd worden door het dynodesysteem goed te ontwerpen.

Indien men het zeer grote aantal ruisimpulsen zou meetellen, zou het gebruik van de scintillatieteller als stralingsmeter bijna onmogelijk zijn. Men kan ze uiteraard goeddeels elimineren, door de discriminator b.v. in te stellen op de waarde V_{d_1}, die zodanig gekozen is, dat nog slechts één ruisimpuls per seconde geteld wordt. Dit heeft natuurlijk ten gevolge dat men ook een zeker deel van de scintillatie-impulsen niet meer telt. De fractie niet-getelde scintillatie-impulsen vindt men door de oppervlakte $OABV_{d_1}$ (fig. 7) te delen door de totale oppervlakte onder de kromme die het impulsspectrum voorstelt. Deze fractie is des te geringer naarmate V_0 (zie fig. 7) relatief groter is ten opzichte van V_{d_1}, anders gezegd: naarmate de vrijmakingsenergie E_i kleiner is. In de tweede plaats is gunstig een scintillator van grote afmetingen: dit heeft ten gevolge dat relatief meer γ-quanta aanleiding geven tot impulsen die zich in het impulsspectrum in de „piek" F (fig. 5) bevinden dan in het continuüm C. Aan de eerste eis, een kleine E_i-waarde, wordt beter voldaan naarmate

1) een botsingselektron van gegeven energie in de scintillator meer lichtquanta verwekt, dus naarmate het eerder genoemde luminescentierendement η groter is. Dit wordt bepaald door de aard van het scintillatiemateriaal.

2) een groter fractie van deze lichtquanta op de fotokatode van de multiplicatorbuis terechtkomt. Deze fractie is groot indien de scintillator goed doorzichtig is, het optische contact van één der oppervlakken ervan met de multiplicatorbuis goed

[9]) Onder „ruis" zullen we verstaan al die ongewenste impulsen die het gevolg zijn van toevalprocessen en die gezamenlijk de zg. donkerstroom vormen. Stoorimpulsen die een begeleidend verschijnsel zijn van scintillaties, rekenen we dus niet tot de ruis.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

is en de overige oppervlakken het licht goed reflecteren. Onder gunstige omstandigheden kan deze fractie de 100% zeer dicht benaderen.

3) deze lichtquanta een grotere kans hebben een elektron uit de fotokatode van de multiplicatorbuis vrij te maken. Deze kans en de zojuist onder 2) genoemde fractie bepalen samen de waarde van de factor a die in het begin van het vorige hoofdstuk werd ingevoerd.

Bij moderne scintillatietellers bedraagt de niet telbare fractie van het totaal aantal scintillaties slechts enkele procenten. De fractie is, onder overigens gelijke omstandigheden, groter naarmate de energie der te tellen γ-quanta geringer is. De waarde V_0 is dan nl. eveneens kleiner, maar V_{d1} blijft uiteraard even groot [10]).

Ten einde een indruk te krijgen hoe de waarde V_{d1} van de discriminatorstand V_d die leidt tot het tellen van (gemiddeld) één ruisimpuls per seconde, zich verhoudt tot V_0, zou men de waarde van V_0 en de vorm van het impulsspectrum moeten bepalen. Dit is met de gewone scintillatietellerapparatuur echter niet rechtstreeks mogelijk.

Men kan nu toch zijn doel bereiken door een zg. telkromme op te nemen. Men krijgt deze door bij vaste discriminatorstand V_d, en werkend met een γ-radioactief preparaat van constante sterkte, de hoogspanning H van de multiplicatorbuis te variëren. Daar de stroomversterkingsfactor van de multiplicator zeer sterk afhangt van H, betekent variatie van H dus variatie van V_0; met toenemende H neemt ook V_0 toe en daalt V_d/V_0 dus. Het impulsspectrum wordt uitgerekt maar V_d verandert niet. Bij alle waarden van H waarbij V_d door een piek in het impulsspectrum (fig. 7) gepasseerd wordt, neemt het per tijdseenheid getelde aantal impulsen (d.i. de ordinaatwaarde van de telkromme) sterk toe.

De cijfers in *fig. 8* laten zien welke punten van het impulshoogtespectrum en van de telkromme met elkaar overeenkomen, d.w.z. welke absciswaarden van het spectrum bij de diverse H-waarden samenvallen met V_d. De telkromme nadert met toenemende H asymptotisch tot de maximumwaarde (punten 7 tot/met 11). Zodra echter, met toenemende H, V_{d1} groter dan V_d is geworden, gaan we meer en meer ruisimpulsen meetellen en stijgt het totale aantal impulsen weer sterk met H.

Het min of meer horizontaal verlopende deel van de telkromme wordt plateau genoemd.

Het bestaan van het juistgenoemde plateau — het gebied van H-waarden waar het per seconde getelde aantal impulsen slechts weinig van H afhangt — is uiteraard gunstig voor de meetprecisie. Wanneer men een meetkop van goede kwaliteit heeft, d.w.z. een waarbij $V_{d1} \ll V_0$ is, is het plateau breed, bij

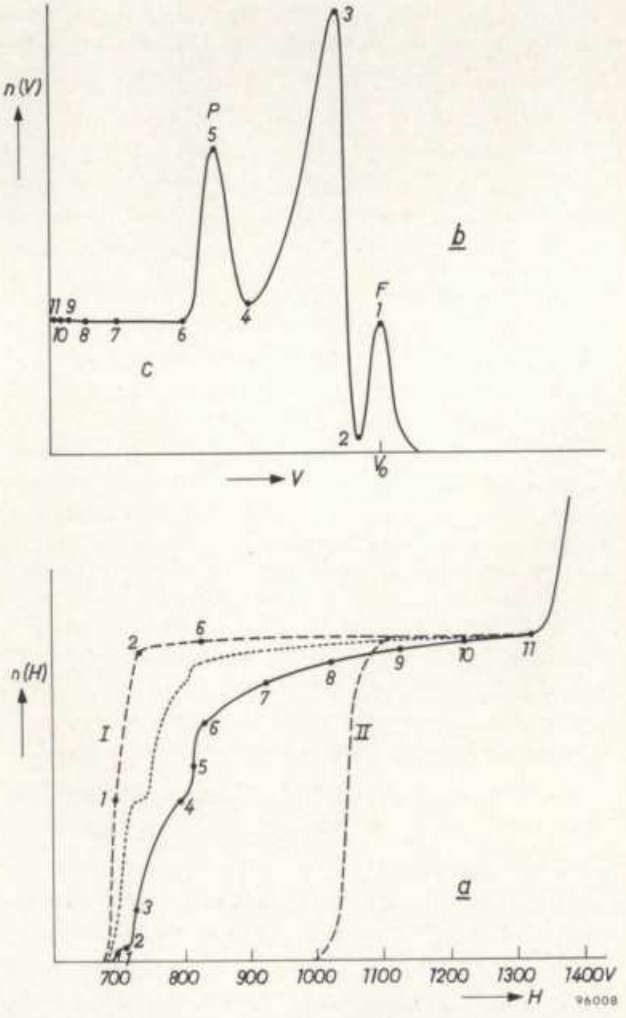


Fig. 8. De telkromme (a) van een scintillatieteller wordt verkregen door bij vastgehouden discriminatorstand de voedingsspanning H van de fotomultiplicatorbuis te variëren. Daar de stroomversterkingsfactor van deze buis varieert met H (ongeveer evenredig met de 8e tot 10e macht van H), bereikt men op deze wijze iets analoogs als wanneer men bij vaste H de discriminatorstand V_d zou variëren van de grootste voorkomende impulshoogte tot 0. Wanneer V_d door een piek in het impulshoogtespectrum (b) wordt gepasseerd, stijgt het aantal per tijdseenheid getelde impulsen sterk. De getallen geven in beide krommen de met elkaar overeenkomende punten aan. Indien V_0 groot wordt ten opzichte van V_d (punten 7 t/m 11), verandert het getelde aantal impulsen niet sterk meer met H; het nadert asymptotisch tot de maximumwaarde. Wordt H zeer hoog (d.w.z. V_d relatief zeer klein ten opzichte van V_0), dan telt men steeds meer ruisimpulsen mee en stijgt de curve weer sterk. De meetkop is des te beter naarmate het „horizontale" deel van de curve (het plateau) langer is. De getrokken curve geldt voor een klein kristal, de stippellijn voor een groter en de streeplijn I voor een oneindig groot. Kromme II, die hetzelfde uiterlijk heeft als kromme I, geldt voor straling van slechts 100 keV, de andere krommen voor straling van 2 MeV.

[10]) Dit verband gaat niet onbeperkt op. Indien E_0 klein is (< 100 keV), is het continuüm C (fig. 7) weinig belangrijk ten opzichte van de piek F. Dit effect maakt de niet telbare fractie juist weer klein.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een slechte meetkop is het smal of gaan de beide steile gedeelten van de kromme direct in elkaar over. Anderzijds moet wel bedacht worden dat de vorm van de telkromme en de breedte van het plateau óók afhangen van de energie der getelde γ-quanta (zie fig. 8), evenals dat met de verhouding van V_{d1} tot V_0 het geval is.

Indien het verband tussen de maximale impulshoogte V_0 en de energie E_0 der invallende γ-quanta bekend is, kan men direct berekenen met welke fictieve γ-energie V_{d1} overeenkomt. Bij moderne scintillatietellers is deze energie (E_{eq}) 5 tot 15 keV. E_0 varieert in de praktijk van 50 tot 3000 keV.

Daar de verhouding E_{eq}/E_0 direct samenhangt met de verhouding V_{d1}/V_0, kan men ook de waarde van E_{eq} beschouwen als een maat voor de kwaliteit van de meetkop; hoe kleiner E_{eq}, hoe gunstiger de ruiseigenschappen. Voor NaI(Tl), waar V_0 evenredig is met E_0, zijn de verhoudingen V_{d1}/V_0 en E_{eq}/E_0 zelfs aan elkaar gelijk en is E_{eq} evenredig met de vrijmakingsenergie E_i.

Het grote voordeel van de versterking door secundaire emissie, zoals in de fotomultiplicatorbuis plaatsvindt, blijkt indien men in een scintillatieteller de multiplicatorbuis vervangt door een gewone fotocel plus versterker. De minimumenergie die de γ-quanta in dit geval moeten hebben om geteld te worden, bedraagt niet minder dan enige MeV. Impulsen die afkomstig zijn van minder energierijke quanta, verdrinken in de ruis van de genoemde versterker.

Andere uit de apparatuur voortkomende storingen

Daar bij het vervaardigen van de multiplicatorbuis caesium wordt gebruikt (voor de fotokatode en soms ook voor de dynodes) bevat de buis een geringe hoeveelheid caesiumdamp. De caesiumatomen kunnen door botsingen met elektronen geioniseerd worden en bewegen zich daarna onder invloed van het aanwezige elektrische veld naar de katode. Enige microseconden (de looptijd der ionen) na een impuls treedt dientengevolge soms een zg. na-impuls op [11]). Vooral wanneer de aan de multiplicatorbuis aangelegde spanning hoog is, is dit effect niet te verwaarlozen en noopt het tot een verhoging van de discriminatorstand.

Een andere oorzaak van het optreden van stoorimpulsen is het luminesceren van de anode wanneer daarop elektronen vallen. Het luminescentielicht maakt dan opnieuw elektronen vrij uit de katode. Dit effect neemt eveneens sterk toe met de buisspanning en bepaalt, samen met de zojuist besproken storing, de maximaal toelaatbare waarde van deze spanning.

[11]) Zie C. F. Hendee en W. B. Brown, Philips techn. T. **19**, 203-212, 1957 (no. 6).

Stoorstraling

Kan men de stoorimpulsen die uit de apparatuur zelf afkomstig zijn, voldoende in aantal verminderen door geschikte keus van discriminatorstand, buisspanning, enz., anders is dit met stoorimpulsen die verwekt worden door ongewenste stralingsquanta. Een altijd aanwezige bron van zulke quanta is de kosmische straling, maar ook niet verwijderbare aardse bronnen kunnen een bijdrage leveren tot het aantal impulsen dat bij afwezigheid van een preparaat nog geteld wordt.

Men kan het aantal stoorquanta dat op de scintillator valt, beperken door de meetkop en het te onderzoeken preparaat op te stellen in een dikwandig loden „kasteel" (vgl. fig. 3). Voor een meetkop waarin zich een NaI(Tl)-kristal van enkele tientallen grammen bevindt, is op die wijze dit „nuleffect" te reduceren van enige tientallen tot b.v. minder dan vijf impulsen per seconde. Verricht men een meting aan een patiënt, dan is deze methode natuurlijk niet toepasbaar, maar kan men toch een verbetering bereiken door gebruik te maken van een loden collimator. Dit is een cilindrische of conische buis, die zodanig is aangebracht dat de scintillator alléén het te onderzoeken lichaamsdeel (orgaan) ziet (*fig. 9*). Bestaat de stoorstraling uit de omgeving in hoofdzaak uit quanta van geringer energie dan die welke we willen tellen, dan kan deze geheel of gedeeltelijk onderdrukt worden met de discriminator. Weliswaar vermindert daarmee ook de getelde fractie van de „legale" quanta, maar eventueel weegt dit nadeel minder zwaar.

Hoe het ook zij, men zal vóór iedere meting het aantal stoorquanta dat per tijdseenheid optreedt, afzonderlijk moeten bepalen, en wel onder omstandigheden die zo goed mogelijk gelijk zijn aan die onder welke men de meting uitvoert. Om de werkelijke sterkte van de stralingsbron te vinden, moet men dan later de gevonden „bruto impulsdichtheid" verminderen met de aldus gevonden waarde voor het nuleffect.

Meetnauwkeurigheid

Daar de emissie van stralingsquanta of -deeltjes door radioactieve atoomkernen een toevalsverschijnsel is, vertoont het aantal in zekere tijd getelde impulsen (n) statistische fluctuaties. De middelbare waarde (standaarddeviatie) hiervan is $\sqrt{\bar{n}}$ indien $\bar{n}$ de gemiddelde waarde van n is die men zou vinden als de meting een zeer groot aantal malen werd herhaald. Twee metingen aan verschillende preparaten hebben dus gelijke relatieve fout wanneer ze betrekking hebben op gelijke aantallen quanta. Aan een zwak preparaat moet men dus, om dezelfde

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

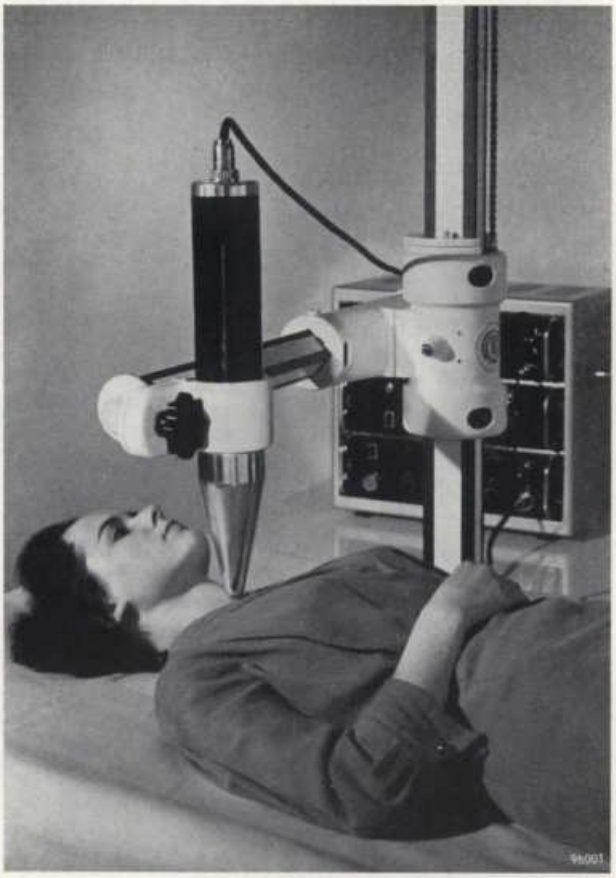


Fig. 9. Ten einde de scintillator af te schermen voor stoorstraling uit de omgeving, voorziet men de meetkop van een loden collimator. Bij gebruik van een zeer nauwe collimator kan men de vorm van een orgaan waarin zich radioactief materiaal heeft opgehoopt, in kaart brengen (zie b.v. J. A. W. van der Does de Bye, Nucleonics **14**, no. 11, 128-134, 1956). De foto toont een dergelijk onderzoek aan de schildklier van de patiënte.

relatieve precisie te bereiken, langer meten dan aan een sterk. De Philips apparatuur (fig. 3) is, gelijk boven reeds werd beschreven, zodanig ontworpen dat dit automatisch geschieden kan. Het hangt echter van de aard van het probleem af, welke „telstrategie" de beste is.

Voor een behandeling van deze problemen die in 't geheel niet specifiek zijn voor de scintillatiemethode, zij de belangstellende lezer verwezen naar het in noot [5]) aangehaalde artikel.

Iets over andere scintillatiematerialen en over de detectie van andere dan γ-straling

Tot nu toe hebben we in het bijzonder gesproken over de detectie van γ-straling met een scintillatieteller die als scintillator een NaI(Tl)-kristal bevat. Voor sommige metingen heeft NaI(Tl) het nadeel van een tamelijk lange flitsduur (0,25 μs). Sommige vaste, monomere organische scintillatiematerialen vertonen een flitsduur die reeds een factor 10 kleiner is (antraceen 3×10^{-8} s). Een nog kortere flitsduur vertonen scintillatoren van kunststof en scintillerende vloeistoffen ($3\text{-}8\times10^{-9}$ s).

De flitsduur van de laatstgenoemde stoffen benadert de spreiding in de looptijd van de elektronen in de multiplicatorbuis. Deze is voor de buizen die in dit opzicht het beste zijn, ca. $1{,}5\times10^{-9}$ s (op een looptijd van 3×10^{-8} s). Bij gebruik van dergelijke „snelle" materialen bepaalt de genoemde spreiding mede het grootste aantal quanta dat per seconde geteld kan worden en bereikt men het uiterste dat op dit gebied mogelijk is. Aan de te gebruiken elektronische apparatuur worden dan natuurlijk hoge snelheidseisen gesteld.

Doordat de dracht van α-deeltjes in een vaste stof zeer klein is (enkele tientallen microns), kan de detectie ervan geschieden met zeer dunne laagjes van het scintillerende materiaal, b.v. ZnS (geactiveerd met Ag) in poedervorm. Doordat bovendien α-deeltjes in de regel zeer energierijk zijn, heeft men bij het meten aan een α-preparaat geen last van de stoorstraling. De detectie van α-straling komt echter minder dikwijls voor dan die van β- en γ-straling of van de, thans te bespreken, neutronen. Een voorbeeld ervan vindt men in het in noot [3]) aangehaalde artikel.

Neutronen kunnen evenals γ-quanta niet rechtstreeks gedetecteerd worden. Snelle neutronen verraden hun bestaan door botsingen met atoomkernen, aan welke ze een deel van hun energie afgeven. Dit deel is des te groter naarmate de aangestoten atoomkern lichter is; het grootst dus bij de waterstofkern (het proton). Het spectrum der afgegeven botsingsenergie loopt hier van 0 tot de volle neutronenenergie (neutron en proton zijn even zwaar) en blijkt rechthoekig te zijn. Als scintillatiematerialen komen dus waterstofrijke, d.w.z. organische, stoffen in aanmerking. Er is echter een zeer grote massa materiaal nodig om een redelijke fractie van de neutronen te doen botsen. Thermische neutronen, die een energie van ca. 0,025 eV hebben, kunnen slechts gedetecteerd worden via een kernreactie. Men neemt daartoe in het scintillatiemateriaal lithium of borium op, welke atoomsoorten na vangst van een thermisch neutron een energierijk α-deeltje emitteren. Ook gebruikt men wel monokristallen van LiI(Sn) of LiI(Eu). De laatste zijn echter nog sterker hygroscopisch dan NaI(Tl). Kernreacties waarbij uitsluitend harde γ-quanta worden geëmitteerd (die gemakkelijk uit de scintillator ontsnappen) of waarbij de (in de scintillator blijvende) dochteratomen radioactief zijn, komen uiteraard niet in aanmerking.

Scintillatiespectrometrie

Het feit dat de hoogte van de scintillatie-impulsen varieert met de geabsorbeerde γ-energie — en bij NaI(Tl) daar zelfs evenredig mee is —, biedt de mogelijkheid om omgekeerd met een geijkte apparatuur uit de gevonden impulshoogten de waarde van E_0 te vinden. Men richt zijn aandacht daarbij speciaal op V_0, de gemiddelde impulshoogte in de fotopiek; het Compton-continuüm speelt geen rol. Indien men niet met mono-energetische γ-straling te doen heeft, maar een γ-spectrum wil analyseren, is de aanwezigheid van het Compton-continuüm zelfs storend [12]). Bij hoge quantum-energie, waar de fotopiek relatief klein is, kan de paarpiek (die dan groot is) hulp bieden. De gemiddelde impulshoogte hierin is immers een maat voor $E_0 - 1{,}02$ MeV.

Daar het er hier om gaat een impulshoogtespectrum op te nemen, dient men maatregelen te nemen dat het afknotten van grote impulsen door de versterker de meting niet verstoort. Men moet de versterking zodanig regelen dat eventuele af-

[12]) De γ-spectra van radioactieve stoffen bevatten ruwweg 1 tot 10 spectrumlijnen. Hoewel dit aantal klein is ten opzichte van het aantal lijnen dat men in optische spectra meestal ontmoet, is het analyseren van een spectrum met 10 lijnen (speciaal in geval enkele daarvan zwak zijn) voor een scintillatiespectrometer een zware taak.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

geknotte impulsen steeds hoger zijn dan de discriminatorstand. Bij gebruik van een gewone discriminator verkrijgt men in eerste instantie uiteraard een spectrum waaruit pas door „differentiëren" het impulshoogtespectrum kan worden afgeleid. Men kan direct een impulshoogtespectrum in handen krijgen door gebruik te maken van een zg. differentiële discriminator, een instrument dat slechts die impulsen doorlaat waarvan de hoogte tussen twee dicht bij elkaar liggende grenzen gelegen is. Men wint op deze wijze bovendien aan meetnauwkeurigheid.

Varianten op de normale scintillatiespectrometer zijn de Compton- en de paar-spectrometer. Bij de Compton-spectrometer gebruikt men twee meetkoppen, die op zekere afstand van elkaar zijn opgesteld, en bepaalt men coïncidenties tussen impulsen afkomstig van de eerste, die door het preparaat bestraald wordt, en de tweede, die uitsluitend getroffen kan worden door, onder één vaste hoek verstrooide, γ-quanta. De opstelling is zodanig dat de verstrooiing van de γ-quanta geschiedt over een hoek die groter is dan 90°; het energiespectrum van de botsingselektronen is dan vrij smal, d.w.z. men kan uit de bekende verstrooiingshoek en de aan een elektron overgedragen energie met redelijke nauwkeurigheid E_0 berekenen. Bij de paarspectrometer gebruikt men drie meetkoppen, die zodanig zijn opgesteld dat de drie scintillators zich op één rechte lijn bevinden. De middelste wordt bestraald, de twee andere detecteren eventuele annihilatiequanta. Men telt in drievoudige coïncidentie en meet de impulshoogten afkomstig van de middelste meetkop. Men selecteert uit het „normale" impulsspectrum dus uitsluitend de paarpiek voor elke component van de onderzochte straling.

Het energetisch scheidend vermogen van een spectrometer, d.w.z. het vermogen om γ-quanta met gering energieverschil te onderscheiden, is uiteraard beter naarmate de foto-(paar-) piek smaller is. Ook hier is een kleine E_i-waarde wenselijk.

Samenvatting. In tegenstelling met andere detectoren voor radioactieve straling berust de scintillatieteller niet op het verzamelen van door ionisatie vrijgemaakte elektrische ladingen, maar op het feit dat in sommige stoffen na excitatie een kortdurend lichtverschijnsel (scintillatie) optreedt. Dit lichtverschijnsel wordt in de scintillatieteller gedetecteerd met behulp van een fotomultiplicatorbuis. Indien het scintillatiemateriaal doorzichtig is, lijdt de waarneembaarheid van de lichtflits niet ernstig als de afmetingen van de scintillator vergroot worden. De detector kan dus groot zijn en bestaan uit een vaste stof, d.w.z. een stof van grote dichtheid. De scintillatieteller kan daardoor ook voor harde γ-quanta nog een behoorlijk quantumtelrendement hebben.

In de Philips scintillatieteller, die wordt besproken, worden de impulsen die de multiplicatorbuis aflevert, versterkt door een impulsversterker en via een discriminator toegevoerd aan een decimale telschakeling. De impulsen kunnen allerlei (niet alle!) grootten hebben tussen nul en een maximumwaarde, die correspondeert met de totale energie van het γ-quantum. De vorm van het impulshoogtespectrum kan begrepen worden indien men bedenkt dat de absorptie van γ-quanta kan plaats vinden door drie verschillende effecten, te weten het foto-elektrisch effect, het Compton-effect en de paarvorming. De excitatie die bij deze absorptie in de scintillator wordt teweeggebracht, leidt eensdeels tot directe of vertraagde lichtemissie (fluorescentie resp. fosforescentie) en anderdeels tot stralingloze overgangen. Bij sommige scintillatiematerialen (o.a. het veelvuldig gebruikte NaI(Tl)) is de impulshoogte evenredig met de geabsorbeerde energie. Daar zowel het excitatie-scintillatieproces als de kans dat een lichtquantum de fotokatode van de multiplicator bereikt en ook de responsie van deze buis onderhevig zijn aan fluctuaties, is het impulshoogtespectrum echter niet volkomen gelijkvormig met het spectrum der geabsorbeerde hoeveelheden energie, maar een uitgesmeerde versie daarvan. In het gebied van de kleine impulshoogten vallen ook de, van de multiplicator afkomstige, ruisimpulsen. De discriminatorstand dient zodanig te zijn dat het merendeel hiervan onderdrukt wordt; zonder deze maatregel zou meting aan zwakke preparaten onmogelijk zijn. Bij moderne tellers komt deze stand overeen met de maximumhoogte van impulsen afkomstig van γ-quanta van 5-15 keV.

In de Philips apparatuur is het telwerk zodanig ontworpen dat men een impulsdichtheid zowel kan meten door tellen van het aantal impulsen in een zekere tijd als door meting van de tijd die verloopt alvorens een zeker gekozen aantal impulsen is binnengekomen. Ten einde stoorstraling van bronnen uit de omgeving zoveel mogelijk te onderdrukken, stelt men bij een meting het preparaat en de zg. meetkop — bevattende de scintillator, de fotomultiplicatorbuis en een radiobuis in anodebasisschakeling — op in een „loodkasteel". Wanneer dat niet mogelijk is, gebruikt men een loden collimator. Bij gebruik van een zeer nauwe collimator is het mogelijk een radioactief object (b.v. de schildklier van een patiënt aan wie ^{131}I is toegediend) in kaart te brengen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

METING VAN DE SOORTELIJKE WEERSTAND EN VAN DE HALL-COËFFICIËNT AAN SCHIJFJES VAN WILLEKEURIGE VORM

621.317.331:538.632.083

Bij het onderzoek van halfgeleidende materialen, zoals germanium en silicium, spelen metingen van de soortelijke weerstand en van de Hall-coëfficiënt, uitgevoerd bij verschillende temperaturen, een belangrijke rol [1]). Immers, uit deze grootheden kan men de beweeglijkheid en de concentratie van de ladingsdragers afleiden.

Bij een veel toegepaste methode voor metingen van de soortelijke weerstand en van de Hall-coëfficiënt maakt men gebruik van een proefstaafje als geschetst in *fig. 1*. De soortelijke weerstand volgt direct uit het spanningsverschil en de afstand tussen de contacten O en P, de stroom i en de afmetingen van het staafje. Om de Hall-coëfficiënt te bepalen, brengt men het staafje in een magnetisch veld B dat loodrecht staat op de stroomrichting en op de verbindingslijn van de tegenover elkaar gelegen contacten O en Q. Dan ontstaat tussen deze contacten een spanningsverschil, waaruit men de Hall-coëfficiënt kan afleiden. (Het verband tussen de Hall-coëfficiënt en de spanningen die ontstaan als gevolg van een magneetveld, zullen we straks toelichten.)

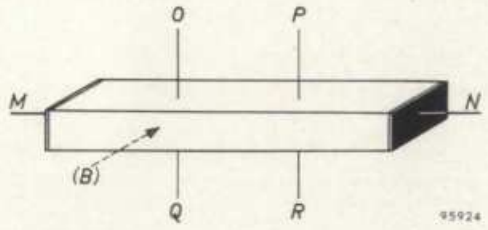


Fig. 1. De klassieke vorm van een proefstaafje voor het meten van de soortelijke weerstand en van de Hall-coëfficiënt. Het staafje is voorzien van stroomcontacten M en N en spanningscontacten O, P, Q en R. Het vierde spanningscontact R is voor controlemetingen aangebracht.

Bij metingen bij lage temperaturen — b.v. in vloeibare stikstof — bezitten puntvormige contacten overgangsweerstanden van de orde van megohms, waardoor de bepaling van de spanning te onnauwkeurig wordt. In zo'n geval gebruikt men dan ook zg. brugvormige monsters, zoals geschetst in *fig. 2*. De spannings- en stroomcontacten hebben hier een grote oppervlakte, zodat de overgangsweerstanden gering zijn.

De besproken methodes berusten op het feit dat de geometrie van het monster een eenvoudig stromingsbeeld van vrijwel evenwijdige stroomlijnen waarborgt. Voor de afwijking van de evenwijdigheid in fig. 2, die wordt veroorzaakt door de eindige breedte van de zijarmen, bestaan correctieformules. Een bezwaar van het brugvormige monster is dat het tamelijk lastig te maken is. Het moet uit de brosse halfgeleiders met een ultrasoon trillend stempel worden uitgesneden, waarbij de kans op breuk groot is, speciaal wanneer men de zijarmen smal maakt.

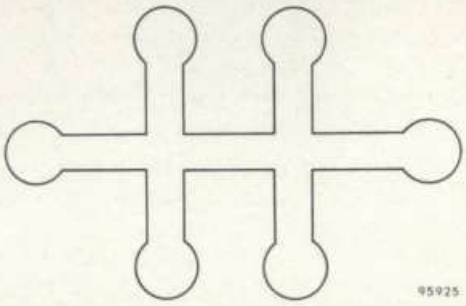


Fig. 2. Het zg. brugvormige monster, dat voorzien is van betrekkelijk grote contactvlakken om de overgangsweerstanden gering te houden. Deze vorm is speciaal van belang voor metingen bij lage temperaturen.

We zullen in het volgende laten zien hoe men zowel de soortelijke weerstand als de Hall-coëfficiënt kan meten aan vlakke schijfjes van willekeurige vorm [2]). Het schijfje mag echter geen gaten bevatten.

De nieuwe methode voor de meting van de soortelijke weerstand

We voorzien een vlak schijfje, dat *geen gaten* bevat, op willekeurige plaatsen *langs de omtrek* van vier *kleine* contacten M, N, O en P (*fig. 3*). We voeren een stroom i_{MN} toe aan contact M en onttrekken deze stroom aan contact N. We meten het spanningsverschil $V_P - V_O$ en definiëren:

$$R_{MN,OP} = \frac{V_P - V_O}{i_{MN}}.$$

Op analoge wijze definiëren we:

$$R_{NO,PM} = \frac{V_M - V_P}{i_{NO}}.$$

De nieuwe meetmethode berust op de stelling dat tussen de grootheden $R_{MN,OP}$ en $R_{NO,PM}$ de

[1]) Zie b.v. C. Kittel, Introduction to solid state physics, 2e druk, Wiley, New York 1956, hfdst. 13, blz. 347 e.v.

[2]) Eerder gepubliceerd in het artikel: L. J. van der Pauw, A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape, Philips Res. Repts. **13**, 1-9, 1958 (no. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

volgende eenvoudige betrekking bestaat:

$$\exp\left(-\frac{\pi d}{\varrho}R_{MN,OP}\right)+\exp\left(-\frac{\pi d}{\varrho}R_{NO,PM}\right)=1, \quad (1)$$

waarbij d de dikte van het schijfje en ϱ de gezochte soortelijke weerstand is. Als d en de „weerstanden" $R_{MN,OP}$ en $R_{NO,PM}$ bekend zijn, levert (1) een vergelijking waarin ϱ als enige onbekende optreedt.

Bijzonder eenvoudig wordt de zaak als het schijfje spiegelbeeldsymmetrie bezit. Men kiest dan M en O op de symmetrielijn en N en P symmetrisch ten opzichte van deze lijn (*fig.* 4). Dan is:

$$R_{NO,PM}=R_{MN,OP}. \quad (2)$$

Uit het reciprociteitstheorema voor passieve vierpolen volgt namelijk dat algemeen $R_{NO,PM}=R_{PM,NO}$ (verwisseling van stroom- en spanningscontacten), terwijl uit de symmetrie volgt: $R_{PM,NO}=R_{MN,OP}$.

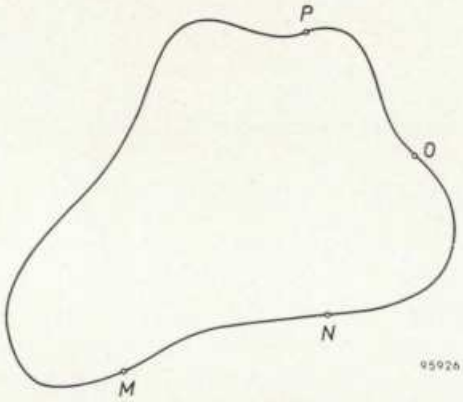


Fig. 3. Een vlak schijfje van willekeurige vorm, met vier contacten M, N, O en P aan de rand, met behulp waarvan men volgens de nieuwe methode de soortelijke weerstand kan bepalen. Ook de Hall-coëfficiënt kan men aan zo'n schijfje meten.

Als aan (2) is voldaan, kan men ϱ gemakkelijk uit (1) oplossen; men vindt:

$$\varrho=\frac{\pi d}{\ln 2}R_{MN,OP}. \quad (3)$$

In dit geval kan men met één meting volstaan.

In het algemene geval is het niet mogelijk ϱ expliciet uit te drukken in bekende functies. Wel kan men echter de oplossing schrijven in de vorm:

$$\varrho=\frac{\pi d}{\ln 2}\,\frac{R_{MN,OP}+R_{NO,PM}}{2}\,f, \quad (4)$$

waarin f een factor is die alleen afhangt van het quotiënt $R_{MN,OP}/R_{NOP,M}$, volgens een functie die is uitgezet in *fig.* 5. Om ϱ te bepalen, berekenen we dus eerst $R_{MN,OP}/R_{NO,PM}$, lezen uit fig. 5 de bijbehorende waarde van f af, en berekenen ten slotte ϱ uit (4).

Fig. 6 geeft een indruk van monsters zoals ze bij de oude en zoals ze bij de nieuwe methode worden gebruikt.

Voor het volledige bewijs van de stelling waarop de meting van ϱ berust, verwijzen we naar het in noot [2]) aangehaalde artikel. Het bewijs bestaat uit twee gedeelten. Eerst wordt formule (1) afgeleid voor een speciaal geval, nl. het geval van een schijf

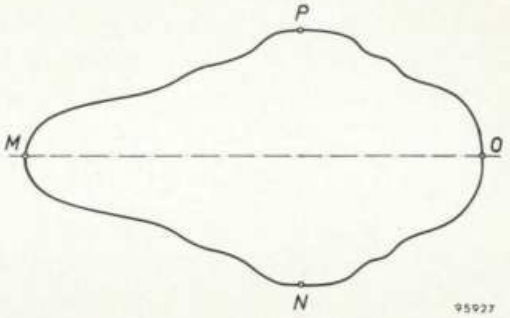


Fig. 4. De meting van de soortelijke weerstand kan worden vereenvoudigd als het proefschijfje spiegelbeeldsymmetrie vertoont. Twee der contacten moeten dan op de symmetrielijn worden gekozen en de twee andere moeten symmetrisch liggen ten opzichte van deze lijn.

in de vorm van een oneindig halfvlak, aan de rand voorzien van de vier contacten. Vervolgens wordt aangetoond dat de formule dan ook moet gelden voor een schijf van willekeurige vorm. Dit laatste geschiedt via een zg. conforme afbeelding van de schijf van willekeurige vorm op het oneindige halfvlak met behulp van complexe functies.

Het eerste gedeelte van het bewijs zullen we nader bespreken, omdat de herkomst van de e-machten in formule (1) hieruit blijkt.

We beschouwen eerst een schijf die zich in alle richtingen tot in het oneindige uitstrekt. In een punt M voeren we een stroom $2i$ toe. Deze stroom zal radiaalsymmetrisch vanuit M wegvloeien naar het oneindige. Zij weer d de dikte van de schijf en ϱ de soortelijke weerstand, dan is op een afstand r van M de stroomdichtheid

$$j=2i/2\pi r d.$$

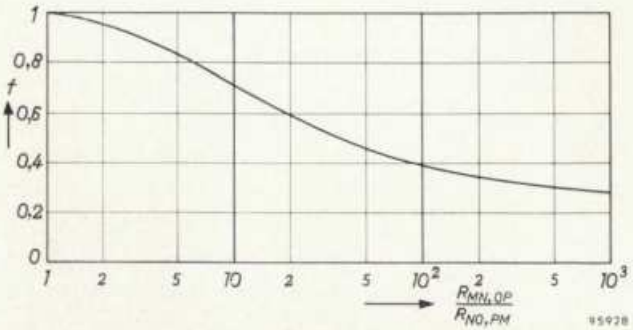


Fig. 5. Tussen de factor f uit formule (4) en de verhouding $R_{MN,OP}/R_{NO,PM}$ bestaat de relatie

$$\cosh\left\{\frac{(R_{MN,OP}/R_{NO,PM})-1}{(R_{MN,OP}/R_{NO,PM})+1}\,\frac{\ln 2}{f}\right\}=\tfrac{1}{2}\exp\frac{\ln 2}{f},$$

welke relatie hierboven grafisch is voorgesteld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

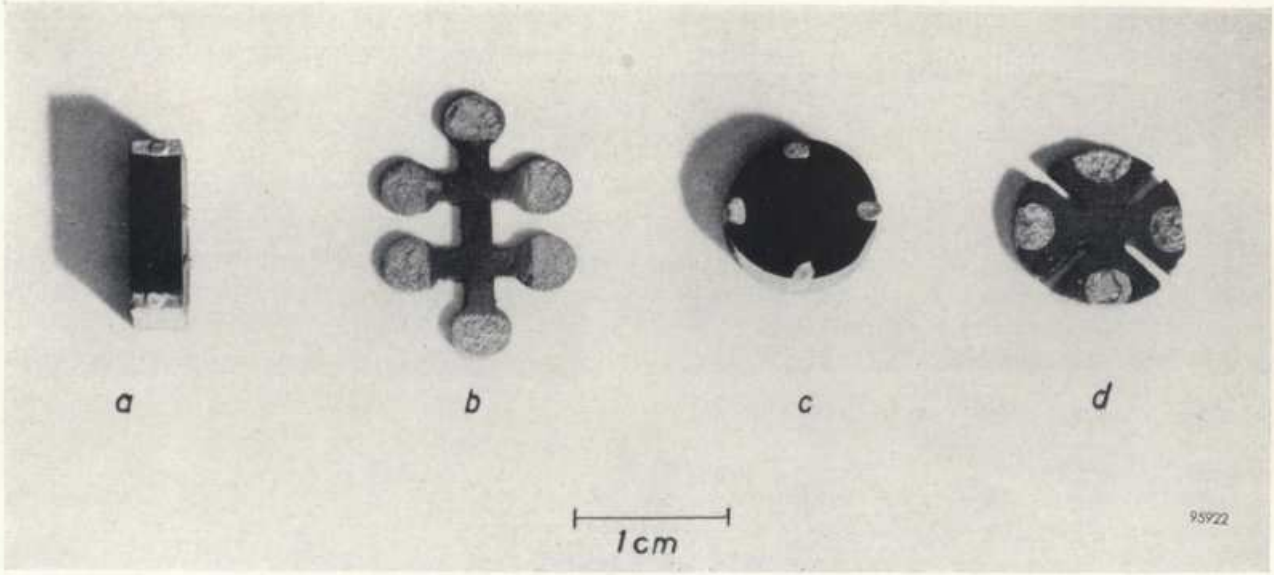


Fig. 6. Enkele monsters van silicium, gebruikt voor de meting van de soortelijke weerstand en van de Hall-coëfficiënt. De monsters *a* en *b* corresponderen resp. met fig. 1 en 2; aan de monsters *c* en *d* kan alleen volgens de nieuwe methode worden gemeten. De insnijdingen in monster *d* zijn aangebracht omdat deze de fout verkleinen die wordt gemaakt doordat de contacten niet oneindig klein zijn.

De veldsterkte F is radiaal gericht en heeft volgens de elementaire wet van Ohm de waarde:

$$F = \varrho j = \varrho i/\pi r d.$$

Voor het potentiaalverschil tussen twee punten O en P die met M op een rechte liggen (*fig. 7a*) geldt:

$$V_P - V_O = \int_P^O F \,\mathrm{d}r = \frac{\varrho i}{\pi d} \int_P^O \frac{\mathrm{d}r}{r} = \frac{\varrho i}{\pi d} \ln \frac{a+b}{a+b+c}.$$

Daar in de richting loodrecht op de rechte door M, O en P geen stroom vloeit, geldt de verkregen uitkomst ook als men het gedeelte van de schijf aan één zijde van deze rechte weglaat — waardoor men dus een oneindig halfvlak krijgt — en tegelijkertijd de stroom halveert (fig. 7*b*).

We beschouwen vervolgens het geval van fig. 7*c*. Hier wordt een stroom i afgevoerd bij het punt N, dat weer op de rand van de schijf ligt. Nu vinden we:

$$V_P - V_O = -\frac{\varrho i}{\pi d} \ln \frac{b}{b+c}.$$

Superpositie van de gevallen van fig. 7*b* en *c* levert het geval van fig. 7*d*, waarbij de stroom i wordt toegevoerd bij M en weer afgevoerd bij N. De waarde die $V_P - V_O$ nu aanneemt, vinden we door de twee eerder verkregen uitkomsten op te tellen. Na deling door i vinden we dan:

$$R_{MN,OP} = \frac{\varrho}{\pi d} \ln \frac{(a+b)(b+c)}{(a+b+c)b},$$

of

$$\frac{(a+b+c)b}{(a+b)(b+c)} = \exp\left(-\frac{\pi d}{\varrho} R_{MN,OP}\right).$$

Op dezelfde manier vinden we:

$$\frac{a\,c}{(a+b)(b+c)} = \exp\left(-\frac{\pi d}{\varrho} R_{NO,PM}\right).$$

Optelling van de laatste twee vergelijkingen levert formule (1).

We zullen nog toelichten hoe formule (4) volgt uit (1). Ter vereenvoudiging stellen we:

$$\left.\begin{aligned} \pi d\, R_{MN,OP} &= x_1, \\ \pi d\, R_{NO,PM} &= x_2. \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

(1) neemt dan de vorm aan:

$$\mathrm{e}^{-\frac{x_1}{\varrho}} + \mathrm{e}^{-\frac{x_2}{\varrho}} = 1. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Vervolgens schrijven we:

$$x_1 = \tfrac{1}{2}\{(x_1+x_2) + (x_1-x_2)\},$$
$$\text{en} \quad x_2 = \tfrac{1}{2}\{(x_1+x_2) - (x_1-x_2)\},$$

waarmee (6) de vorm krijgt:

$$\mathrm{e}^{-\frac{x_1+x_2}{2\varrho}} \left(\mathrm{e}^{-\frac{x_1-x_2}{2\varrho}} + \mathrm{e}^{+\frac{x_1-x_2}{2\varrho}}\right) = 1.$$

Dit is hetzelfde als:

$$\mathrm{e}^{-\frac{x_1+x_2}{2\varrho}} \cosh \frac{x_1-x_2}{2\varrho} = \tfrac{1}{2}. \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

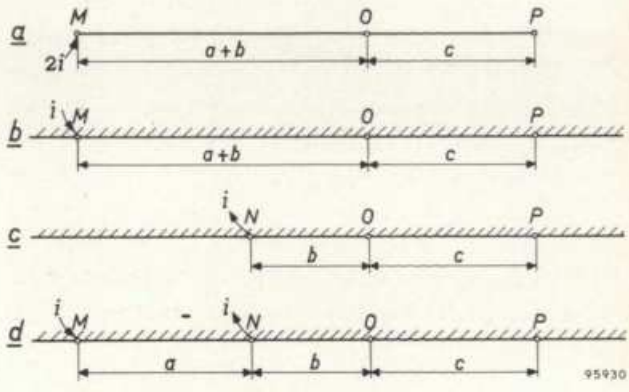


Fig. 7. Ter afleiding van formule (1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De exponent van de e-macht stellen we $-(\ln 2)/f$, dus:

$$\frac{\ln 2}{f} = \frac{x_1 + x_2}{2\varrho}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Dan gaat (7) over in:

$$e^{-\frac{\ln 2}{f}} \cosh \left\{ \frac{(x_1/x_2)-1}{(x_1/x_2)+1} \times \frac{\ln 2}{f} \right\} = \tfrac{1}{2}.$$

Deze laatste formule stelt een verband voor tussen f en x_1/x_2, of ook tussen f en $R_{MN,OP}/R_{NO,PM}$ (zie 5). Dit verband is uitgezet in fig. 5. Door ϱ op te lossen uit (8) en nogmaals gebruik te maken van (5), vindt men formule (4).

Methode voor de meting van de Hall-coëfficiënt

Ook de Hall-coëfficiënt kunnen we meten aan een schijfje volgens fig. 3. We voeren dan de stroom toe bij een der contacten, b.v. M, en moeten de stroom afvoeren bij het niet-opvolgende contact, in ons geval dus O. We meten $R_{MO,NP}$. Vervolgens brengen we een homogeen magneetveld B aan, loodrecht op het vlak van het schijfje. Hierdoor verandert $R_{MO,NP}$ met een bedrag $\Delta R_{MO,NP}$. We zullen hieronder de Hall-coëfficiënt R_H definiëren en aantonen dat deze gegeven wordt door:

$$R_H = \frac{d}{B} \Delta R_{MO,NP}, \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

mits ook hier het schijfje voldoet aan de voorwaarden:

a) De contacten zijn voldoende klein.
b) De contacten bevinden zich langs de omtrek.
c) Het schijfje is homogeen van dikte en bevat geen gaten.

De geldigheid van formule (9) berust erop dat het stroomlijnenbeeld niet verandert door het aanleggen van het magnetische veld. Bij monsters van de klassieke vorm volgens fig. 1 en 2, waarbij de stroomlijnen evenwijdig lopen, is dit evident. Uit de eigenschappen van het vectorveld dat de stroomdichtheid voorstelt, volgt dat het ook waar is voor de schijfjes van willekeurige vorm, mits aan de bovengenoemde voorwaarden is voldaan [3]).

Als het magneetveld B is aangelegd, ondervinden de ladingsdragers, met lading q, een Lorentz-kracht, die gericht is loodrecht op de stroomlijnen en loodrecht op het magneetveld, en waarvan de grootte gelijk is aan $K = qvB$. Hierin is v de snelheid van de ladingsdragers. Tussen v, de concentratie n van de ladingsdragers en de stroomdichtheid j bestaat de relatie $v = j/nq$. Delen we de Lorentz-kracht door de lading q, dan krijgen we een effectieve veldsterkte F_H, de Hall-veldsterkte, waarvoor blijkbaar geldt [4]):

$$F_H = \frac{1}{nq} j B.$$

F_H is evenredig met j en met B; de evenredigheidsconstante $(= 1/nq)$ noemt men de Hall-coëfficiënt R_H.

Daar q bekend is, kan men uit R_H de concentratie n der ladingsdragers berekenen.

Uit het feit dat de stroomlijnen door het magneetveld niet worden beïnvloed, volgt dat na het aanleggen van het magneetveld het elektrische veld niet meer de richting heeft van de stroomlijnen, maar een dwarscomponent F_t heeft gekregen, die de Hall-veldsterkte F_H compenseert (*fig. 8*). Hierdoor

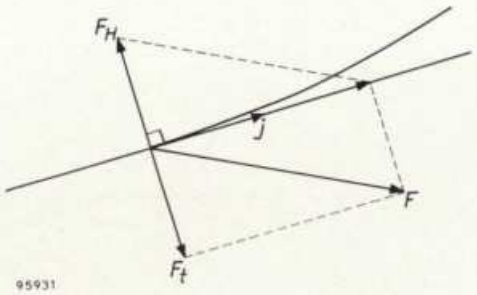


Fig. 8. De resultante van de elektrische veldsterkte F en de Hall-veldsterkte F_H heeft de richting van de stroomdichtheid j. Ontbinding van F loodrecht op j en langs j levert dus een loodrechte component F_t die in grootte gelijk is aan F_H.

is het potentiaalverschil tussen P en N veranderd met een bedrag $\Delta(V_P - V_N)$, dat we kunnen vinden door F_t te integreren langs een weg die vanaf P loodrecht op de stroomlijnen verloopt tot N' aan de overzijde van het schijfje (*fig. 9*) en vervolgens langs de rand — dat is dus langs een stroomlijn —

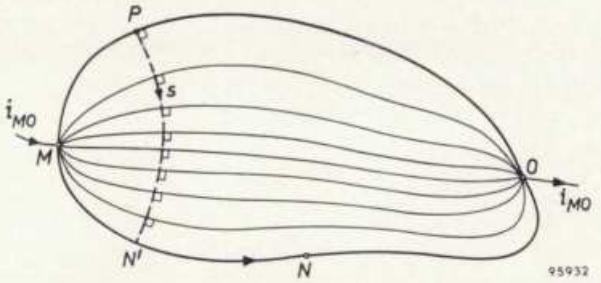


Fig. 9. Om te berekenen hoeveel het spanningsverschil tussen de punten P en N verandert als men loodrecht op het proefschijfje een magneetveld aanlegt, integreert men het door het magneetveld opgeroepen elektrische dwarsveld F_t langs de weg s, die vanaf P loodrecht op de stroomlijnen verloopt tot N' en vervolgens langs de rand van N' tot N.

[3]) Voor het bewijs van deze stelling zij wederom verwezen naar het in [2]) genoemde artikel.

[4]) De formule is niet geheel juist doordat de elektronen, behalve de geordende beweging met snelheid v, nog een ongeordende temperatuurbeweging uitvoeren. Nauwkeuriger berekening leert dat in de meeste gevallen de afgeleide formule een goede benadering is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van N' tot N. Dit laatste gedeelte van de weg levert geen bijdrage tot de integraal, zodat

$$\Delta(V_P - V_N) = R_H B \int_P^{N'} j \, ds = R_H B \frac{i_{MO}}{d};$$

d is weer de dikte van het schijfje. Uit deze formule volgt direct formule (9).

Foutenbeschouwing

In het voorgaande is ondersteld dat de contacten „voldoende" klein zijn en zich aan de omtrek bevinden. Om een indruk te krijgen van de fout die men maakt als aan deze onderstellingen niet exact is voldaan, is deze fout voor een drietal gevallen berekend. Eenvoudigheidshalve is een cirkelvormig schijfje beschouwd (diameter D), waarbij de contacten zich op onderlinge afstanden van 90° bevinden. Bovendien is aangenomen dat slechts één der contacten niet-ideaal is. De *tabel* bevat schetsjes van de drie beschouwde gevallen, benevens formules voor de relatieve fouten in de soortelijke weerstand en in de Hall-coëfficiënt. De gevallen zijn:

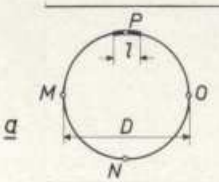
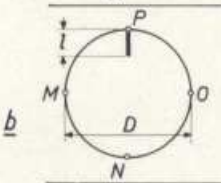
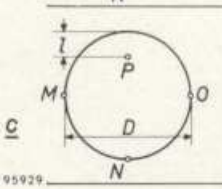
a) Eén der contacten heeft een lengte l langs de omtrek.
b) Eén der contacten heeft een lengte l loodrecht op de omtrek.
c) Eén der contacten bevindt zich op een afstand l van de omtrek, maar is wel puntvormig.

In de praktijk zal geen der contacten ideaal zijn. De totale fout is dan in eerste benadering gelijk aan de som van de fouten per contact.

In vele gevallen is het te onderzoeken materiaal voorhanden in de vorm van kleine schijfjes. Deze schijfjes behoeven nu niet verder bewerkt te worden, zodat zij na de meting voor andere doeleinden gebruikt kunnen worden.

Wil men, met het oog op overgangsweerstanden bij metingen bij lage temperaturen, de contacten niet erg klein maken, dan kan men een zg. klaverbladvormig monster gebruiken (zie fig. 6*d*). Door de insnijdingen wordt namelijk de fout ten gevolge van de eindige afmetingen der contacten sterk verminderd. Dit klaverbladvormige monster treedt dus in de plaats van het brugvormige monster (fig. 6*b*), dat bij de klassieke methode wordt gebruikt voor hetzelfde doel. De klaverbladvorm is eenvoudiger te maken dan de brugvorm en de kans op breuk is kleiner.

Tabel. De relatieve fouten $\Delta\varrho/\varrho$ en $\Delta R_H/R_H$ in de berekende waarden van de soortelijke weerstand en de Hall-coëfficiënt voor een cirkelvormig schijfje met diameter D waarvan alleen contact P niet-ideaal is, op de manier die in de schetsjes is aangeduid.

		$\Delta\varrho/\varrho$	$\Delta R_H/R_H$
a		$\approx \frac{-l^2}{16D^2 \ln 2}$	$\approx \frac{-2l}{\pi^2 D}$
b		$\approx \frac{-l^2}{4D^2 \ln 2}$	$\approx \frac{-4l}{\pi^2 D}$
c		$\approx \frac{-l^2}{2D^2 \ln 2}$	$\approx \frac{-2l}{\pi D}$

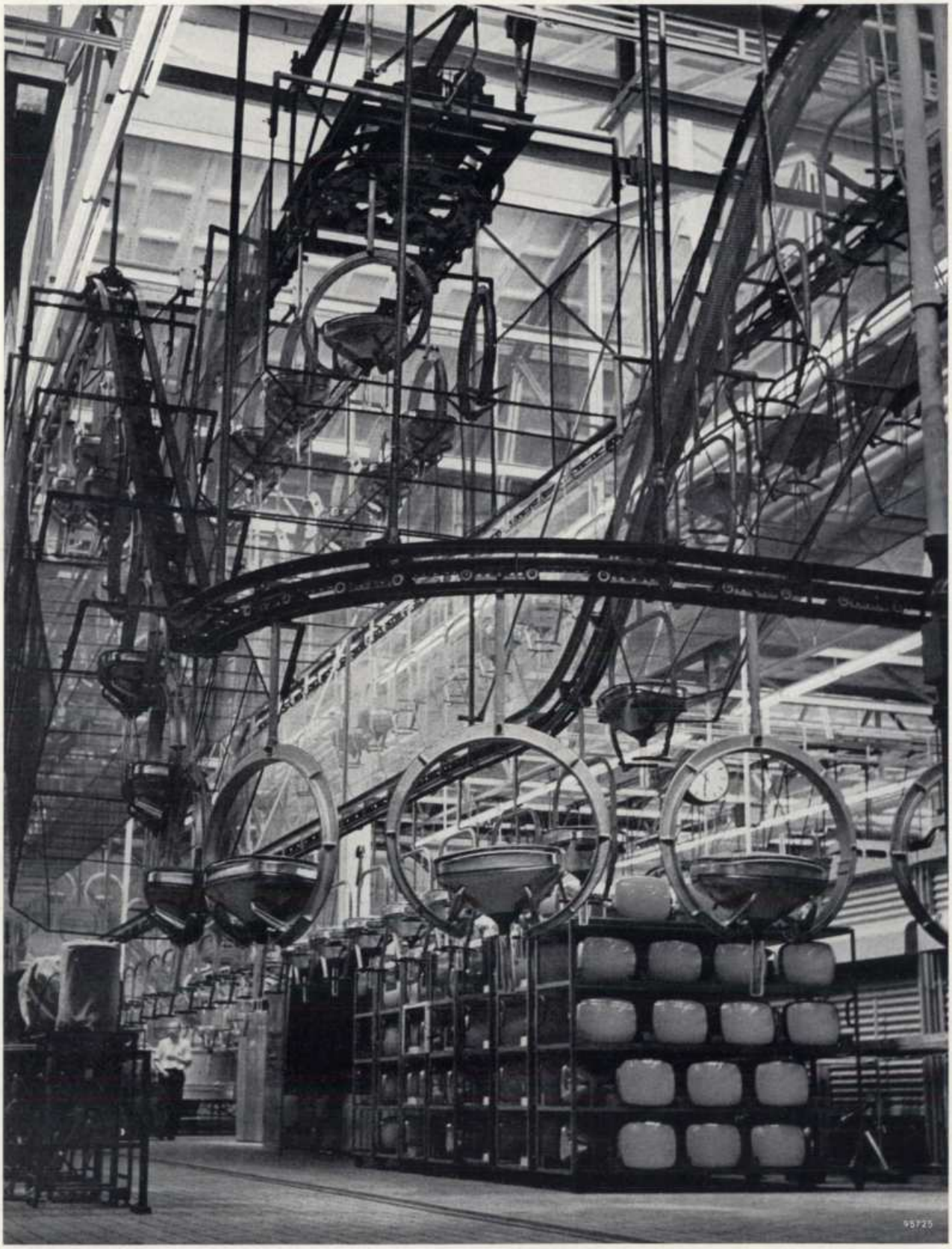
95929

L. J. van der PAUW.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

FABRICAGE VAN TELEVISIEWEERGEEFBUIZEN



Transportinrichting voor 53 cm-weergeefbuizen in de weergeefbuizenfabriek van de Valvo G.m.b.H. te Aken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PRECISIEDRAAICONDENSATOREN

door A. A. TURNBULL *).

621.319.43

Elektronische apparatuur voor militaire doeleinden vereist in bepaalde gevallen onderdelen van buitengewoon goede kwaliteit. Deze onderdelen moeten vaak niet alleen bijzonder nauwkeurig en constant van eigenschappen zijn, maar tevens stevig en compact. In het onderstaande artikel worden twee precisiedraaicondensatoren beschreven die, ondanks hun compactheid, in hun prestaties vergelijkbaar zijn met aanzienlijk grotere laboratoriumcondensatoren.

In de Mullard Research Laboratories (Salfords, Engeland) zijn twee precisiedraaicondensatoren ontwikkeld (*fig. 1*), die een grote mate van nauwkeurigheid en stabiliteit bezitten en die bestemd zijn voor gebruik in uiterst betrouwbare elektronische apparatuur [1]). Eén van deze condensatoren heeft een lineair frequentieverloop en is bestemd voor de stuuroscillator van zenders of voor de lokale oscillator van ontvangers. De andere condensator heeft een sinusvormig frequentieverloop en werd in de eerste plaats ontworpen voor het omzetten van radarinformatie uit poolcoördinaten in rechthoekige coördinaten [2]).

Fig. 1. De twee typen precisiedraaicondensatoren, met afgenomen kap. Links de condensator met lineair frequentieverloop, rechts die met sinusvormig frequentieverloop.

De stabiliteitseisen voor deze condensatoren betreffen de capaciteitsveranderingen die in de loop van de tijd optreden als gevolg van temperatuurschommelingen en trillingen. Voorts worden enge grenzen gesteld wat betreft afwijkingen van het verlangde frequentieverloop en de reproduceerbaarheid van de instelling. Ten slotte nog moeten de condensatoren zo klein zijn dat ze gemakkelijk in een toestel kunnen worden ondergebracht, in het bijzonder in compacte militaire apparatuur. De „lineaire" condensator b.v. werd oorspronkelijk ontworpen voor een bepaalde apparatuur, waarin drie van deze condensatoren op één as gemonteerd moesten worden. In het ruimtelijke plan was slechts beperkte ruimte voor de condensatoren beschikbaar. Analoge gezichtspunten beperkten de grootte van de „sinus"-condensator.

Alvorens over te gaan tot een gedetailleerde beschrijving van elk der beide typen, zullen we enige gemeenschappelijke punten bespreken.

Daar stabiliteit het allereerste vereiste was, is mechanische stevigheid essentieel. Deze wordt verkregen door de condensatoren in een cilindrische doos te monteren, met een opening om tijdens de montage bij de platen te kunnen komen. Voor elektrische afscherming en stofwering wordt deze opening met een kap afgesloten. In principe is één

*) Mullard Research Laboratories, Salfords (Surrey), Engeland.

[1]) Een korte beschrijving is gegeven in Brit. Comm. and Electronics **4**, 756-759, 1957 (no. 12).

[2]) Brits octrooi no. 764 478.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

metaalsoort gebruikt, om spanningen ten gevolge van thermische uitzetting te voorkomen. In bepaalde uitvoeringen van de lineaire condensator is één van de draaibare platen vervangen door een plaat van bimetaal, om in gevallen waar de apparatuur geen temperatuurregeling bezit, de stabiliteit te vergroten. Dit zal hieronder nader besproken worden.

De mechanische speling in de as van het draaibare deel is bij beide typen condensatoren tot nagenoeg nihil gereduceerd door het gebruik van precisie-kogelblokken met zg. hoekcontact (zie beneden), waarvan de excentriciteit minder dan 2,5 μ bedraagt. De as is zodanig gemonteerd dat er op de legers een bepaalde axiale en radiale druk wordt uitgeoefend. Op deze wijze wordt zowel axiale als radiale speling ondervangen.

Variaties van andere elektrische eigenschappen dan de capaciteit, zoals een met de vochtigheid veranderende lekweerstand, zijn zo klein mogelijk gemaakt door keramische isolatoren van hoge kwaliteit te gebruiken. Deze dienen als steun voor de vaste platen; de as met de draaibare platen wordt geaard.

De temperatuurcoëfficiënt van de capaciteit wordt voornamelijk bepaald door de lineaire uitzettingscoëfficiënt van het gebruikte metaal. In beide condensatortypen wordt voor de meeste metalen delen messing gebruikt, hetgeen neerkomt op een temperatuurcoëfficiënt voor de capaciteit van $(+18 \pm 5) \times 10^{-6}$ per °C.

De vorm van de platen is bij de twee typen natuurlijk verschillend. Beide vormen zijn eerst berekend. Er was daarna echter nog veel experimenteel werk nodig om de plaatvormen te vinden waarmee het verlangde capaciteitsverloop voldoende nauwkeurig wordt gerealiseerd.

Met het oog op de vereiste reproduceerbaarheid moeten bij het monteren precisiemethodes worden toegepast. Hierbij wordt gebruik gemaakt van speciale mallen, zoals hieronder zal worden besproken.

Constructie van de lineaire condensator

De lineaire condensator is ontworpen voor gebruik in trillingskringen waar een capaciteitsverandering van ca. 300 pF een frequentiegebied van 1 octaaf moet bestrijken. In de huidige constructie wordt deze capaciteitsverandering verkregen door een draaiing over 150°. In dit gebied verandert de frequentie zodanig dat het ideale lineaire verloop dichter dan tot op $\pm 0{,}05\%$ wordt benaderd. De afwijking van het ideale verloop varieert nergens sterker dan met 0,02% van de frequentie per 5° draaiing.

De algemene opzet van de lineaire condensator is weergegeven in *fig. 2*. Het stel vaste platen is bevestigd op drie steunen: twee keramische en één van glas en metaal. Dit laatste maakt deel uit van de elektrische aansluiting van de vaste platen. De elektrische verbinding met de draaibare platen wordt

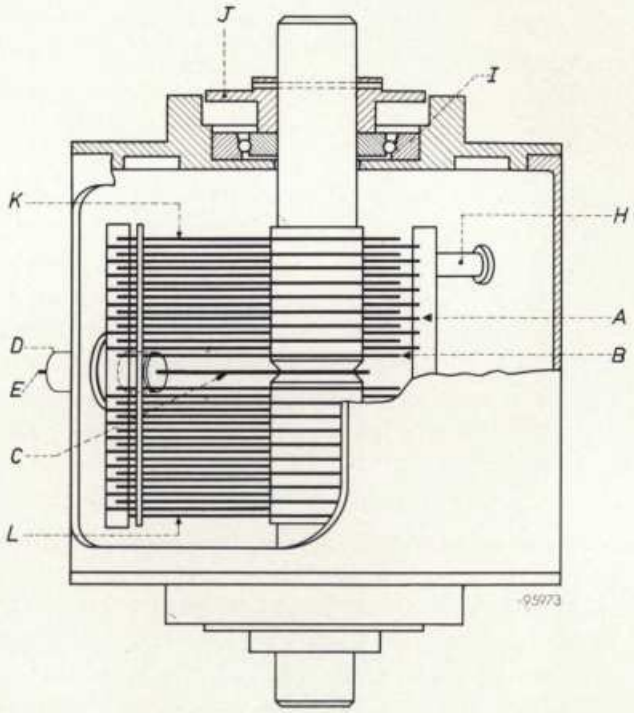


Fig. 2. Vereenvoudigde doorsnede van de „lineaire" condensator. *A* vaste platen. *B* draaibare platen. *C* met rodium bedekte sleepcontactdraad van berillium-koper. *D* aansluiting vaste platen. *E* aansluiting draaibare platen. *H* keramische isolator. *I* kogelblok met hoekcontact. *J* kraag voor axiale druk op de binnenring van het kogelblok, met sluitpen door de as. *K* trimplaat. *L* tweede trimplaat (in uitvoeringen zonder temperatuurcompensatie) of plaat van bimetaal (in uitvoeringen met temperatuurcompensatie).

gevormd door een sleepcontact in het midden van de as. Deze plaats van het sleepcontact maakt de zelfinductie van de condensator zo klein mogelijk. Het contact bestaat uit twee met rodium bedekte berillium-koperdraden, die verend in een leigroef in de as rusten. Het rodiumhuidje houdt overgangsweerstand en slijtage gering. Het sleepcontact is verbonden met de binnengeleider van een coaxiaal aansluitstuk, dat een isolatie van „Fluon" (polytetrafluorethyleen) bezit. Normaal wordt de condensator gebruikt met het sleepcontact verbonden met de doos. In speciale uitvoeringen worden de draaiende platen geïsoleerd gehouden door middel van keramische inzetstukken in de as.

Temperatuurcompensatie

In bepaalde gevallen, b.v. waar het niet goed mogelijk is de condensator in een thermostaat te plaatsen, is het wenselijk enige temperatuurcom-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

pensatie toe te passen. In sommige uitvoeringen van de lineaire condensator is daartoe aan het ene einde van het draaibare deel de laatste plaat vervangen door een plaat van bimetaal, die de capaciteit een negatieve temperatuurcoëfficiënt geeft van ongeveer -15×10^{-6} per °C in de stand van maximumcapaciteit. Deze negatieve temperatuurcoëfficiënt vermindert de instabiliteit van de trillingskring die het gevolg is van temperatuurvariaties, aangezien de zelfinductie van de spoel gewoonlijk een positieve temperatuurcoëfficiënt heeft. (Door zorgvuldige materiaalkeuze en fabricage kan men spoelen maken waarvan de temperatuurcoëfficiënt de waarde $+15\times10^{-6}$ per °C niet te boven gaat.)

De waarde -15×10^{-6} per °C geldt, zoals gezegd, voor de maximumcapaciteit. In de buurt van de minimumcapaciteit zal de temperatuurcoëfficiënt niet voldoende compensatie leveren, doordat dan de capaciteit die in de draaicondensator is gelokaliseerd, een veel kleiner deel van de totale kringcapaciteit uitmaakt. Bij benadering kan men in dit gebied compenseren door parallel met de draaicondensator een vaste capaciteit C_p te plaatsen (*fig. 3a*) waarvan de temperatuurcoëfficiënt zo is gekozen dat nabij het minimum van de variabele capaciteit de totale temperatuurcoëfficiënt van de kringcapaciteit -15×10^{-6} per °C bedraagt. De totale kringcapaciteit wordt dan gevormd door de minimumcapaciteit C_v van de draaicondensator, de vaste parallelcapaciteit C_p en de parasitaire capaciteit C_s van de kring. Draait men nu de condensator naar zijn maximumcapaciteit, waarvoor de temperatuurcoëfficiënt nominaal -15×10^{-6} per °C is, dan zal de totale temperatuurcoëfficiënt over het gehele gebied slechts weinig van -15×10^{-6} per °C afwijken.

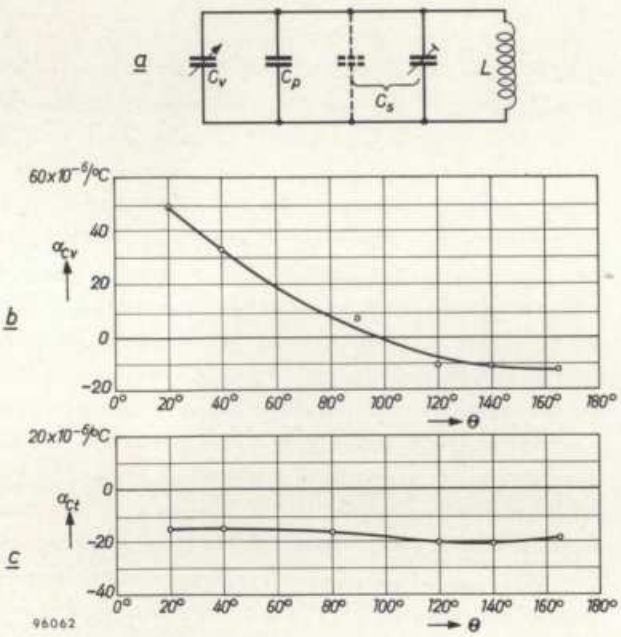


Fig. 3. Temperatuurcompensatie van de lineaire condensator. *a*) Afgestemde kring, bestaande uit de draaicondensator C_v, een vaste parallelcondensator C_p, de som C_s van parasitaire capaciteit van de kring en trimmercapaciteit, en een spoel L. *b*) De temperatuurcoëfficiënt α_{C_v} van de capaciteit C_v van de draaicondensator, als functie van de hoek Θ waarover de as van de condensator is gedraaid. *c*) De temperatuurcoëfficiënt α_{C_t} van de totale kringcapaciteit als functie van Θ.

In fig. 3*a* is C_v de capaciteit van de draaicondensator, C_s de parasitaire capaciteit van de kring plus de capaciteit van een trimmer, en C_p de vaste parallelcapaciteit, die zodanig wordt gekozen dat er in totaal een capaciteit $C_p + C_s = 65 \pm 1$ pF parallel met C_v staat. (Deze waarde is de parallelcapaciteit die nodig is om de capaciteit van de draaicondensator te corrigeren en aldus een nauwkeurig lineair frequentieverloop te verkrijgen. De juiste waarde binnen de grenzen ±1 pF wordt empirisch bepaald.)

Uit $f = L^{-1/2}C^{-1/2}/2\pi$ volgt (T = temperatuur):

$$\frac{df}{dT} = \frac{1}{2\pi}\left[-\tfrac{1}{2}L^{-3/2}C^{-1/2}\frac{dL}{dT} - \tfrac{1}{2}L^{-1/2}C^{-3/2}\frac{dC}{dT}\right] =$$
$$= -\tfrac{1}{2}\left[\frac{f}{L}\frac{dL}{dT} + \frac{f}{C}\frac{dC}{dT}\right].$$

Is nu α_f de temperatuurcoëfficiënt der frequentie van de kring bij de frequentie f, α_{C_t} die van de gezamenlijke capaciteiten en α_L die van de zelfinductie der spoel, dan is derhalve

$$\alpha_f \equiv \frac{1}{f}\frac{df}{dT} = -\tfrac{1}{2}(\alpha_L + \alpha_{C_t}).$$

Daar $\alpha_L \approx +15\times10^{-6}$ per °C is, moet $\alpha_{C_t} \approx -15\times10^{-6}$ per °C zijn, opdat $\alpha_f \approx 0$. Fig. 3*b* geeft het verloop van de temperatuurcoëfficiënt α_{C_v} van de draaicondensator zelf als functie van de draaiingshoek Θ. Wordt nu de temperatuurcoëfficiënt α_{C_p} van de vaste parallelcapaciteit zo gekozen (zie beneden) dat bij b.v. $\Theta = 20°$, α_{C_t} nominaal -15×10^{-6} per °C is, dan zal α_{C_t} als functie van Θ verlopen zoals fig. 3*c* weergeeft.

De extreme waarde van α_{C_t} bedraagt ca. -21×10^{-6} per °C. Bij die waarde zal dus, voor $\alpha_L = +15\times10^{-6}$ per °C,

$$\alpha_f = -\tfrac{1}{2}(+15-21)\times10^{-6} = 3\times10^{-6} \text{ per °C}$$

zijn.

Dit vereenvoudigde beeld van de wijze van temperatuurcompensatie, waarbij factoren zoals eventuele veranderingen van α_L met de frequentie buiten beschouwing zijn gelaten, laat zien dat het door zorgvuldig tewerkgaan mogelijk is, in het gehele frequentiegebied de temperatuurcoëfficiënt van de oscillatorfrequentie kleiner dan 3×10^{-6} per °C te maken.

Er zij nog op gewezen dat de krommen van fig. 3*b* en *c* zijn gemeten aan één exemplaar met een compensatieplaat van bimetaal. De temperatuurcoëfficiënt van de in seriefabricage vervaardigde condensatoren vertoont een spreiding van $\pm10\times10^{-6}$ per °C in de stand van maximumcapaciteit (zie *tabel I*). Houden we hier rekening mee, dan zal het niet altijd mogelijk zijn om bij een oscillator de frequentie binnen 3×10^{-6} per °C constant te houden, maar een waarde als 10×10^{-6} per °C zal zeker niet overschreden behoeven te worden.

Heeft men de vereiste temperatuurcoëfficiënt α_{C_p} van de capaciteit C_p berekend, dan kan men hem op de volgende wijze realiseren. Men stelt de capaciteit C_p samen uit de parallelschakeling van twee capaci-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel I. Gegevens van de precisiedraaicondensator met lineair frequentieverloop.

Capaciteit in de nulstand	$20{,}0 \pm 1$ pF
Capaciteitsvariatie over 1 octaaf (interval $\Theta = 26° - 176°$)	292,8 pF
Maximale afwijking van de lineaire karakteristiek (bij optimale parallelcapaciteit)	$\pm 0{,}05\%$ in de *frequentie*
Zelfinductie	0,015 µH
Verliesfactor tg δ bij maximumcapaciteit, gemeten bij 1 MHz	$<5 \times 10^{-5}$
Isolatieweerstand tussen vast en draaibaar gedeelte	>1000 MΩ
Doorslagspanning bij 50 Hz	>500 V effectief
Draaimoment	<450 gcm [<0,044 Nm]
Temperatuurcoëfficiënt van de capaciteit bij maximumcapaciteit:	
zonder temperatuurcompensatie	$(+18 \pm 5) \times 10^{-6}$ per °C
met temperatuurcompensatie	$(-15 \pm 10) \times 10^{-6}$ per °C
Afmetingen:	
totale lengte	112 mm
totale breedte	76 mm

teiten, waarvan de ene wordt gevormd door b.v. een zeer goede verzilverd-micacondensator en de andere door een verzilverd-keramische condensator van betrekkelijk kleine capaciteit. Daar verzilverd-keramische condensatoren met bekende positieve of negatieve temperatuurcoëfficiënt in vrij ruime sortering verkrijgbaar zijn, zal men er meestal een kunnen uitkiezen die geschikt is voor het verwezenlijken van de juiste temperatuurcoëfficiënt a_{C_t} van de totale kringcapaciteit in de minimumstand (bij $\Theta = 20°$), en daarmee voor temperatuurcompensatie van de frequentie in het gehele gebied.

Constructie van de sinuscondensator

Bij de sinuscondensator, opgenomen in een geschikte trillingskring, moet de frequentie f_Θ als volgt van de draaiingshoek Θ afhangen:

$$f_\Theta = f_m + f_1 \cos \Theta$$

(f_m en f_1 constant). Om de door een radarinstallatie geleverde informatie om te zetten uit poolcoördinaten in rechthoekige coördinaten — voor welk doel deze condensator oorspronkelijk werd ontworpen — laat men de as van de condensator synchroon met de radarantenne roteren. De condensator maakt daarbij deel uit van de kring die de frequentie van een oscillator bepaalt. Door het sinusvormig in frequentie gemoduleerde signaal ($f_\Theta = f_m + f_1 \cos \Theta$) van deze oscillator te mengen met een signaal van constante frequentie f_m, krijgt men de verschilfrequentie $f_1 \cos \Theta$.

Gaat er nu een poortbuis open telkens wanneer een radargolftrein wordt uitgezonden, en gaat hij weer dicht telkens bij ontvangst van de echo, dan zal het aantal oscillatorperiodes N_x dat tussen die twee momenten verlopen is — en dat men op directe wijze kan tellen —, evenredig zijn zowel met de afstand R van het object als met $\cos \Theta$, dus met de x-coördinaat $R \cos \Theta$ (*fig. 4*). Met een tweede variabele condensator, die met 90° fazeverschil ten

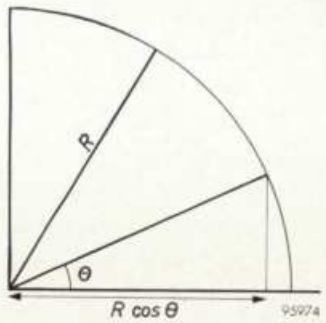


Fig. 4. Overgang van poolcoördinaten op rechthoekige coördinaten bij radarinformatie. De sinuscondensator wordt gebruikt bij het opwekken van een signaal waarvan de frequentie varieert evenredig met de cosinus van de hoek Θ waarover de radarantenne is gedraaid. De tijd die verstrijkt tussen het uitzenden van een golftrein en het ontvangen van de echo ervan, is evenredig met de afstand R tot het object. Deze tijd is dus gelijk voor alle punten met een zelfde afstand tot de antenne. Daar echter de frequentie van het signaal in iedere richting Θ evenredig is met $\cos \Theta$, is het aantal oscillatorperiodes dat in de genoemde tijd begrepen is, steeds evenredig met $\cos \Theta$, zodat dit aantal periodes een maat is voor de x-coördinaat $R \cos \Theta$. Een analoge schakeling levert de y-coördinaat $R \sin \Theta$.

opzichte van de eerste roteert en die in een tweede trillingskring is geschakeld, kan men de daarbij behorende grootheid N_y evenredig maken met de y-coördinaat $R \sin \Theta$.

De sinuscondensator (*fig. 5*) is geconstrueerd volgens dezelfde algemene principes als de lineaire; deze laatste is wat kleiner. De voornaamste verschillen zijn gelegen in de platenstellen en in het sleepcontact, dat nu bestand moet zijn tegen continu draaien van de as. Evenals bij de lineaire condensator, is de plaatvorm eerst berekend en vervolgens is de berekende vorm gecorrigeerd met behulp van experimenteel verkregen gegevens. Op deze wijze is het gelukt condensatoren te vervaardigen waarvan de capaciteit in alle standen de gewenste waarde benadert tot op $\pm 0{,}02\%$ van de maximumcapaciteit.

Opdat ieder gefabriceerd exemplaar aan deze nauwe tolerantie zal voldoen, zijn aan ieder der beide stellen platen twee extraplaten toegevoegd, namelijk (zie fig. 5) een correctieplaat L en een trimplaat K op de as, en twee vaantjes F aan het vaste platenstel. *Fig. 6* toont de vorm van de platen. De correctieplaat L geeft een grove cor-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

rectie op het capaciteitsverloop tot binnen $\pm 0{,}96$ pF voor iedere stand. De eindcorrectie komt tot stand door instellen van de segmenten van de trimplaat K. Deze plaat is cirkelvormig, met 36 radiale sleuven (zie ook fig. 1; de correctieplaat bevindt zich op deze foto achter de trimplaat en is daardoor onzichtbaar). Men ziet in fig. 6 dat alle draaiende platen, inclusief de correctie- en de trimplaat, en alle vaste platen symmetrisch zijn, zodat het capaciteitsverloop bij draaiing van 0° tot 360° symmetrisch is ten opzichte van 180° (hierbij is 0° gedefinieerd als de stand van hetzij minimum-, hetzij maximumcapaciteit).

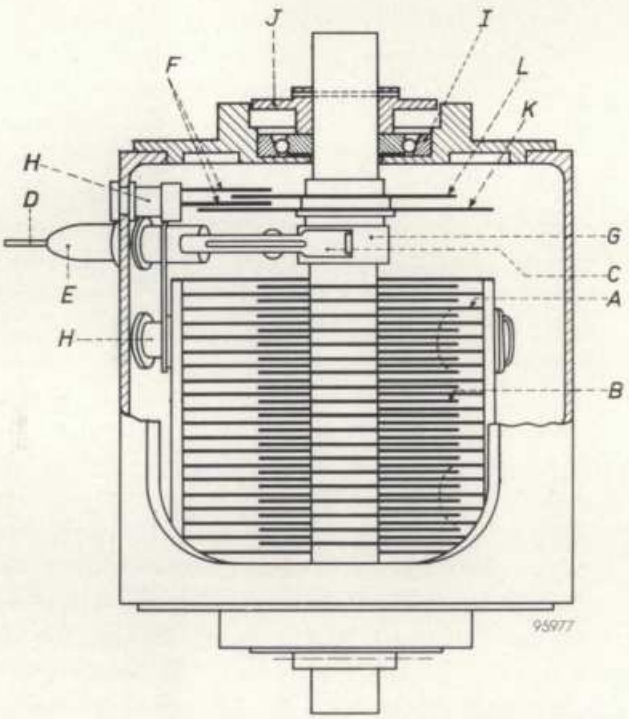


Fig. 5. Vereenvoudigde doorsnede van de sinuscondensator. A vaste platen. B draaiende platen. C contactborstel van zilvergrafiet. D aansluiting vaste platen. E aansluiting draaiende platen (elektrisch verbonden met de doos). F vaantjes. G zilveren sleepring. H keramische isolatoren. I kogelblok met hoekcontact. J kraag voor axiale druk op de binnenring van het kogelblok, met sluitpen door de as. K trimplaat. L correctieplaat.

De apparatuur waarvoor deze condensator werd ontworpen, bevat een thermostaat voor de oscillator. Daarom is er geen bimetalen plaat voor temperatuurcompensatie nodig. Desondanks moet de temperatuurcoëfficiënt van de condensator klein zijn en binnen nauwe grenzen worden gehouden. Hij bedraagt $(+18 \pm 5) \times 10^{-6}$ per °C bij de maximumcapaciteit (zie *tabel II*).

De as van de sinuscondensator moet zeer lange tijd ononderbroken kunnen draaien zonder dat het sleepcontact noemenswaardig slijt. Bij de constructie is gerekend op een rotatiesnelheid van 10 omw/min

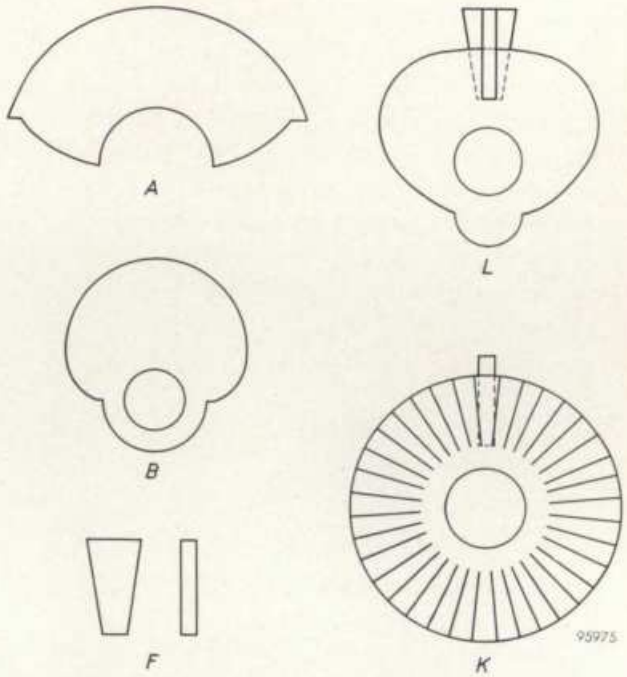


Fig. 6. Vorm van de platen in de sinuscondensator. A vaste plaat. B draaiende plaat. F de twee vaantjes. L correctieplaat, in zijn positie tussen de vaantjes. K trimplaat, in zijn positie ten opzichte van het kleinste vaantje.

gedurende ten minste 5 miljoen omwentelingen. Om deze lange levensduur en een blijvende kleine contactweerstand (ca. 0,001 Ω) te garanderen, bestaat het sleepcontact uit borstels van zilvergrafiet tegen een zilveren sleepring (fig. 5).

Het pakket vaste platen rust op vier keramische steunen in de doos en is daardoor van de doos geïsoleerd. De vaantjes worden afzonderlijk gesteund. De aansluitingen zijn coaxiaal, waarbij „Fluon" als isolator voor de aansluitingen van het pakket vaste platen dient.

Tabel II. Gegevens van de precisiedraaicondensator met sinusvormig frequentieverloop.

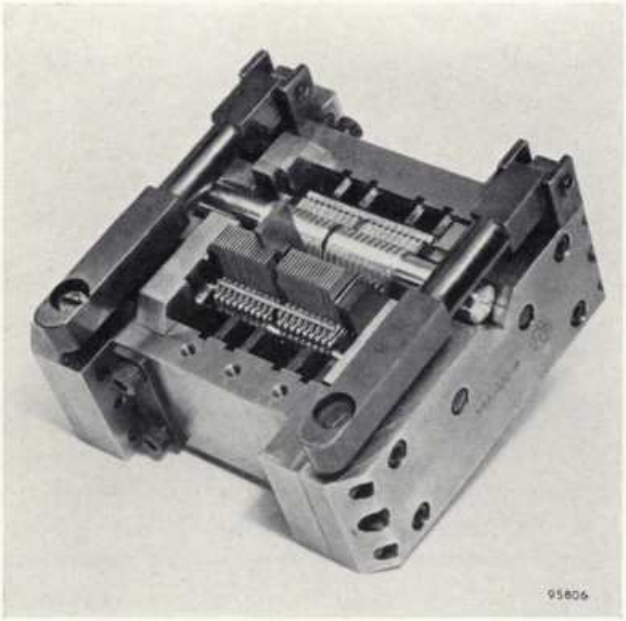
Frequentieverloop	$f_\Theta = f_m + f_1 \cos \Theta$, met $f_m = 500\,000$ Hz en $f_1 = 47\,680$ Hz
Capaciteit in de nulstand	30,5 pF
Capaciteitsvariatie tussen 0° en 180° en tussen 180° en 360°	398 pF
Maximale afwijking van de sinusvormige karakteristiek	$\pm 0{,}02\%$ van de *maximumcapaciteit*
Verliesfactor tg δ bij maximumcapaciteit, gemeten bij 1 MHz	$<3 \times 10^{-4}$
Draaimoment	<225 gcm [<0,022 Nm]
Temperatuurcoëfficiënt van de capaciteit	$(+18 \pm 5) \times 10^{-6}$ per °C
Afmetingen:	
totale lengte	127 mm
totale breedte	83 mm

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

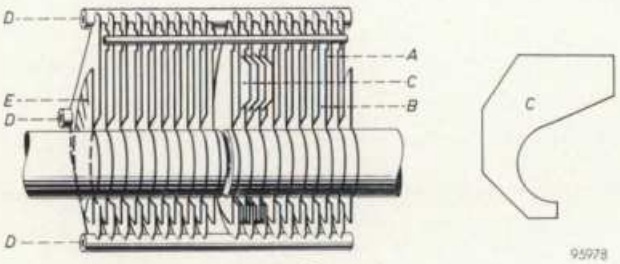
www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fabricage en montage

Bij het monteren van de platen wordt een min of meer gestandaardiseerde precisietechniek toegepast. De grondslag is dat de as met de draaibare en de vaste platen aanvankelijk tot één pakket wordt samengesteld. De platen worden van elkaar gescheiden door spatieplaten en in een mal (*fig. 7a*) nauwkeurig ten opzichte van elkaar gefixeerd gehouden, terwijl de draaibare platen op de as worden



a



b

Fig. 7. *a*) Montagemal met vaste platen, draaibare platen en spatieplaten. *b*) Platenpakket van de lineaire condensator nadat de mal is verwijderd. *A* vaste platen. *B* draaibare platen. *C* spatieplaten (slechts vier getekend, voor de duidelijkheid). *D* verbindingsstaven van de vaste platen. *E* trimplaat. Rechts de vorm van een spatieplaat.

vastgesoldeerd en de verbindingsstaven aan de platen. Fig. 7*b* toont het platenpakket van de lineaire condensator nadat het uit de mal is genomen. Dit pakket, met de spatieplaten nog steeds op hun plaats, wordt nu in de condensatordoos gezet. Men doet dit door de binnenste ring van het kogelblok op de as te schuiven en hem tegen de kogels te drukken door middel van een axiale belasting van 18 kg, uitgeoefend door kragen (*J* in fig. 2), die met behulp van tapse pennen op de as worden bevestigd. In dit stadium kan het hele pakket (inclusief de vaste platen) vrij met de as meedraaien. De verbindingsstaven van de vaste platen worden nu aan de geïsoleerde steunen gesoldeerd, die aan de doos zijn bevestigd. Op deze wijze wordt gedurende de gehele montage van de condensator de juiste relatieve plaats van de twee stellen platen gehandhaafd. Nadat ten slotte de spatieplaten zijn verwijderd, kan de as draaien.

De montage van de sinuscondensator geschiedt op analoge wijze.

De nauwkeurigheid van de condensatoren wordt voor een aanzienlijk deel bepaald door de tolerantie in de dikte van de spatieplaten. De strook messing waaruit spatieplaten, draaibare platen en vaste platen worden geponst, wordt tevoren zeer fijn bewerkt, totdat de dikte nergens meer dan ca. 10 μ van de nominale dikte afwijkt en nergens meer dan 2,5 μ varieert over de gehele oppervlakte van de 1 m lange strook. Om de gemiddelde afstand tussen de draaibare en de vaste platen nog nauwkeuriger in de hand te hebben, wordt de ene helft van het aantal spatieplaten voor iedere condensator gemaakt uit een strook messing waarvan de dikte ten hoogste 5 μ *meer* is dan de nominale waarde, en de andere helft uit een strook waarvan de dikte ten hoogste een zelfde bedrag *minder* is dan de nominale waarde.

Bij de lineaire condensator moet het monteren van draaibare en vaste platen zo geschieden dat het frequentieverloop vóór het bijregelen met de trimplaat tot op ca. 0,25% nauwkeurig is. Slechts dan is het mogelijk, met behulp van de trimplaat de gewenste frequentietolerantie van $\pm$0,05% te bereiken.

Beide condensatortypen worden gevat in een U-vormige houder, waarvan *fig. 8a* de grondvorm weergeeft.

Er is een speciale flexibele koppeling ontworpen om de condensatorassen met elkaar en met de aandrijfas te verbinden (fig. 8*b*). Op iedere as wordt een kraag *C* geplaatst, die door middel van een flexibel gegolfd diafragma *D* een stijve velg met drie pennen draagt. Heeft men de condensatoren in één lijn gebracht en de assen ongeveer in de juiste stand ten opzichte van elkaar gedraaid, dan worden de kragen met madeschroeven vastgezet, met de pennen *P* en *P'* ruwweg tegenover elkaar. Vervolgens worden de assen nauwkeurig ten opzichte van elkaar gesteld, waarna men ten slotte de pennen *P* en *P'* aan elkaar soldeert. Op deze wijze vermijdt men de kleine relatieve draaiing der assen die meestal optreedt als men de madeschroeven van een koppeling vastdraait.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Eigenschappen

De lineaire condensator

Zoals de eis was, heeft de frequentie bij de lineaire condensator over een interval van 1 octaaf (capaciteitsvariatie van ca. 300 pF) als functie van de draaiingshoek Θ een lineair verloop met een afwijking van ten hoogste $\pm 0{,}05\%$. *Fig. 9* geeft er een voorbeeld van hoe de fouten variëren als functie van Θ. We zien dat tussen 18° en 176° nergens de waarde 0,05% (stippellijnen) wordt overschreden. Het octaaf is gelegen tussen de standen $\Theta = 26°$ en $\Theta = 176°$ (het kan echter ook liggen tussen 22° en 174°, of tussen 18° en 172°). Zoals gezegd, verkrijgt men dit gedrag indien de capaciteit die parallel met de variabele capaciteit is geschakeld, in totaal 65 ± 1 pF bedraagt.

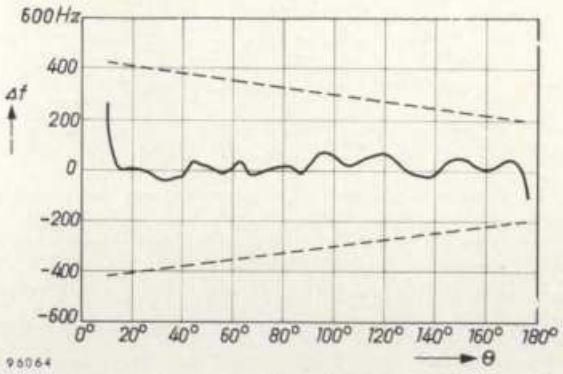


Fig. 9. Bedrag Δf waarmee bij de lineaire condensator de frequentie afwijkt van het lineaire verloop, als functie van de hoek Θ waarover de as is gedraaid. Neemt Θ toe van 26° tot 176°, dan daalt de oscillatorfrequentie van 800 kHz tot 400 kHz. De twee schuine stippellijnen komen overeen met frequentiefouten van $\pm 0{,}05\%$.

a

b

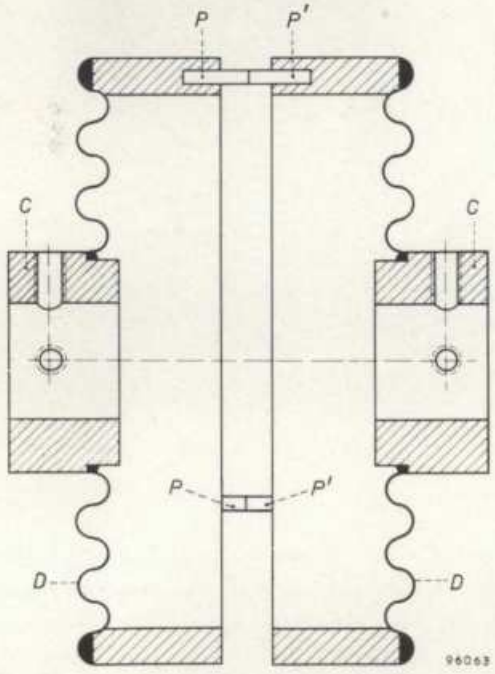


Fig. 8. *a*) Grondvorm van de houder voor een precisiedraaicondensator.
b) Flexibele koppeling voor het koppelen van de assen. Op elk van de assen wordt met een madeschroef een kraag C zodanig bevestigd dat, als de assen de juiste hoekstand ten opzichte van elkaar innemen, de drie pennen P ruwweg tegenover de drie pennen P' staan. Nadat de madeschroeven zijn vastgedraaid, worden de assen nauwkeurig ten opzichte van elkaar gesteld en de pennen P en P' aaneengesoldeerd. D gegolfde metalen diafragma's.

De temperatuurcoëfficiënt van de capaciteit van beide uitvoeringen van deze condensator, nl. met en zonder temperatuurcompensatie, werd boven reeds vermeld (zie tabel I).

De stabiliteit-op-lange-duur is aan een aantal exemplaren van de lineaire condensator gedurende enige jaren in het laboratorium gemeten. Periodieke metingen van hun frequentie-ijkkrommen hebben aangetoond dat de capaciteit van deze condensatoren binnen $\pm 0{,}02\%$ stabiel is. In *fig. 10a* zijn de resultaten van enkele stabiliteitsproeven weergegeven die uitgevoerd zijn door het National Physical Laboratory (Teddington, Engeland). Fig. 10*b* geeft de vochtigheidsgraad gedurende de metingen. De nauwe correlatie tussen beide gemeten grootheden bewijst dat het ter beperking van capaciteits-

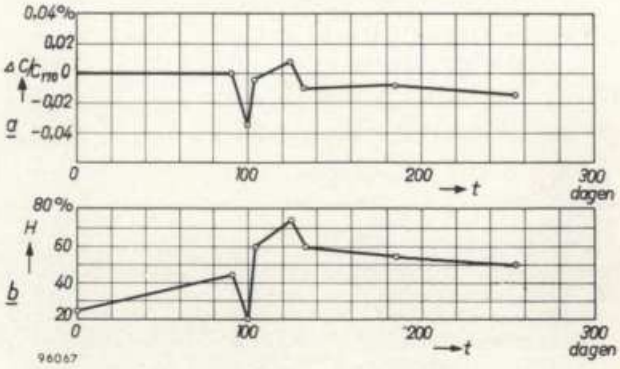


Fig. 10. Lineaire condensator zonder temperatuurcompensatie.
a) Relatieve fluctuaties in het capaciteitsverschil tussen de standen $\Theta = 170°$ en $\Theta = 0°$, gedurende een tijd van vele maanden, en uitgedrukt in % van de capaciteit bij $\Theta = 170°$. Gemeten werd bij 1 kHz.
b) Corresponderende aflezingen van de relatieve vochtigheid H gedurende de metingen van $\Delta C/C_{170}$.

Er zij op gewezen dat deze capaciteitsfluctuaties, die zelf al zeer klein zijn, in de praktijk aanleiding geven tot nog veel kleinere procentuele frequentiefluctuaties, dank zij de aanwezigheid van een parallelcapaciteit (vgl. fig. 3*a*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

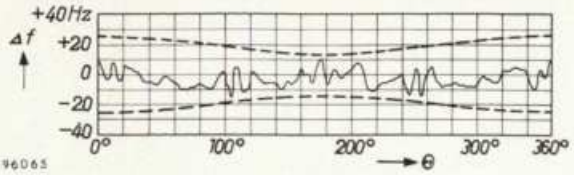


Fig. 11. Mate waarin bij een sinuscondensator de frequentie afwijkt van het ideale sinusvormige verloop. De frequentie varieerde van 452,32 tot 547,68 kHz. De stippellijnen geven de gestelde grenzen weer (overeenkomend met $\pm$0,08 pF).

variaties wenselijk is de condensatoren te gebruiken in een zo droog mogelijke omgeving. Men kan daartoe de temperatuur in de onmiddellijke nabijheid van de condensator iets hoger maken dan die van de omgeving, of in de doos van de condensator een droogmiddel aanbrengen.

Een overzicht van de eigenschappen van de sinuscondensator vindt men in tabel II.

Om de stabiliteit-op-lange-duur te bepalen, zijn aan enkele van deze condensatoren metingen verricht. Dit was niet eenvoudig, als gevolg van de moeilijkheid hoe de stand van de as dezer condensatoren te definiëren. De as draait hier immers continu, er is dus geen stoppal; daardoor is het veel moeilijker een sinuscondensator een bepaalde stand te geven. Bij gebrek aan een mechanische instellingsmethode moest een elektrische worden toegepast. De condensator werd daartoe in een instrument geplaatst (*fig. 12*) dat een as bezit die met grote nauwkeurigheid (tot op ca. 9 boogseconden) over iedere gewenste hoek kan worden

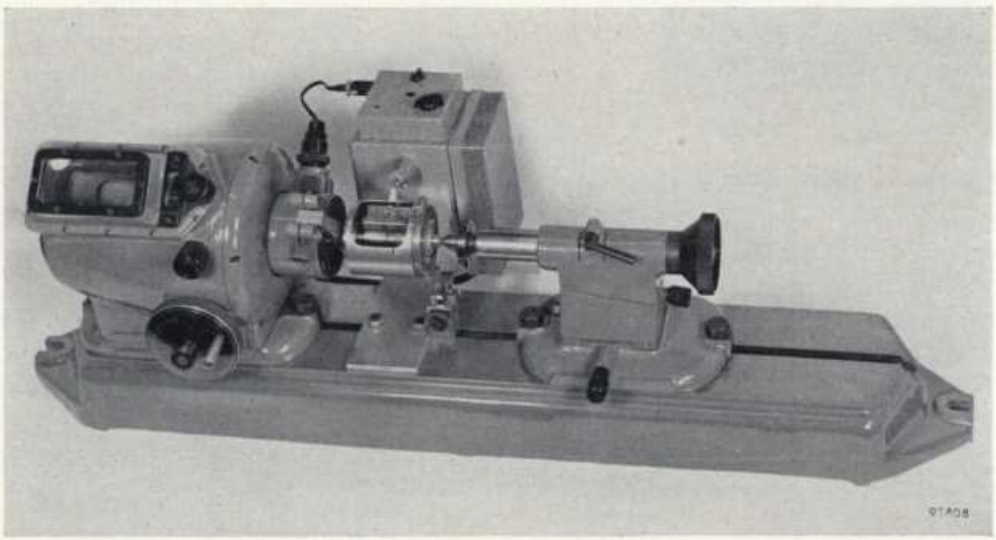


Fig. 12. Precisie-instrument voor het instellen van de draaiingshoek van de sinuscondensator bij stabiliteitsmetingen.

Trilproeven, uitgevoerd in het frequentie-interval van 10 tot 150 Hz, met corresponderende versnellingen van 0,2 tot 6,8 maal de versnelling van de zwaartekracht, veroorzaakten slechts geringe capaciteitsvariaties. In alle gevallen bleef het frequentieverloop binnen de gestelde grenzen van $\pm$0,05%.

De sinuscondensator

De nauwkeurigheid van de sinuscondensator bedraagt $\pm$0,02% van het bestreken capaciteitsgebied. Daar dit laatste ca. 400 pF is (0°-180° en 180°-360°), ligt de nauwkeurigheid van de condensator binnen ca. $\pm$0,08 pF voor alle waarden van Θ. *Fig. 11* geeft de afwijking van het ideale verloop voor een exemplaar van de sinuscondensator. De gestelde grenzen, overeenkomend met $\pm$0,08 pF, zijn eveneens weergegeven.

gedraaid. De as van de condensator wordt met die van het instrument gekoppeld, en experimenteel worden de 180° uit elkaar liggende standen bepaald waarin de frequentie dezelfde waarde heeft. (Daar de frequentie voldoet aan $f_\Theta = f_m + f_1 \cos \Theta$, zijn er twee standen van gelijke frequentie f_m die precies

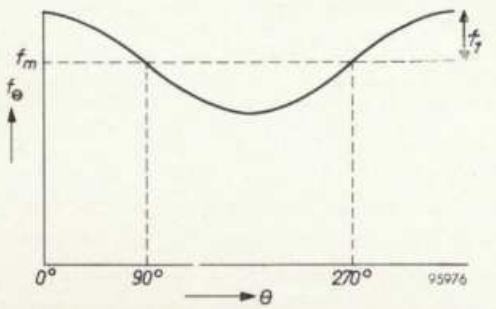


Fig. 13. Bij twee standen van de sinuscondensator die 180° uit elkaar liggen, namelijk bij Θ = 90° en Θ = 270°, is de oscillatorfrequentie gelijk aan f_m.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

180° verschillen, namelijk $\Theta = 90°$ en $\Theta = 270°$, zie *fig. 13.*) Gebruikt men deze twee standen als referentiestanden, dan blijkt uit metingen dat over periodes tot drie maanden de instabiliteit van de condensatoren niet groter is dan $\pm 0{,}01\%$ van de maximumcapaciteit.

Gedurende ongeveer anderhalf jaar zijn ook periodiek metingen gedaan aan twee condensatoren in hun werkelijke functie in de apparatuur waarvoor zij bestemd zijn. In de genoemde periode werd geen instabiliteit geconstateerd die groter is dan $\pm 0{,}02\%$ van de maximumcapaciteit.

Samenvatting. Er worden twee typen precisiedraaicondensatoren beschreven, het ene met een lineair, het andere met een sinusvormig frequentieverloop als functie van de draaiingshoek. Om een grote mate van nauwkeurigheid en stabiliteit te bereiken, zijn beide condensatoren uitgerust met precisiekogelblokken en gemonteerd in stevige cilindrische dozen. De condensatorplaten worden vervaardigd uit zeer fijn voorbewerkte messingplaat. De „lineaire" condensator heeft een capaciteitsvariatie die overeenkomt met 1 octaaf, bij een draaiing van de as van 26° naar 176°. De afwijking van het lineaire frequentieverloop is nooit meer dan $\pm 0{,}05\%$. De temperatuurcoëfficiënt van de capaciteit is ca. $+18 \times 10^{-6}$ per °C. Speciale uitvoeringen met temperatuurcompensatie bezitten echter een temperatuurcoëfficiënt van -15×10^{-6} per °C. De „sinus"-condensator werd ontworpen voor het overgaan van poolcoördinaten op rechthoekige coördinaten bij radar. De constructie ervan is zodanig dat de as gedurende lange tijd continu kan roteren. Te dien einde is speciale zorg besteed aan het sleepcontact (zilver-grafiet tegen een zilveren sleepring). De maximale capaciteitsvariatie van deze condensator is 398 pF (van 0° tot 180° en van 180° tot 360°). De afwijking van het sinusvormige frequentieverloop is nooit meer dan overeenkomt met $\pm 0{,}02\%$ van de maximumcapaciteit. De temperatuurcoëfficiënt bedraagt $+18 \times 10^{-6}$ per °C.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2528: J. Verweel: La distribution de la charge d'espace dans un magnétron en régime statique (Le Vide **12**, 32-42, 1957, no. 67; Franse en Engelse tekst).

In een niet-oscillerend, afgeknepen magnetron ontstaat door de beweging van de elektronen een ruimteladingswolk om de katode. In dit artikel wordt beschreven hoe met behulp van een dunne elektronenbundel, die evenwijdig met de katode naar binnen wordt geschoten, de elektronenbanen op een fluorescerend scherm kunnen worden afgebeeld. Het blijkt dat de elektronen cycloïdeachtige banen om de katode beschrijven. De daarbij optredende snelheden komen overeen met de berekende snelheden als men de thermische uittreesnelheid in aanmerking neemt. De baan van een elektron blijkt sterk afhankelijk te zijn van de uittreesnelheid. In eerste benadering blijkt de ladingswolk te voldoen aan de zg. Brillouin-toestand (single-stream state), waarbij de ruimteladingsdichtheid constant is.

2529: A. Versnel: Magnétron sans aimant (Le Vide **12**, 59-63, 1957, no. 67; Franse en Engelse tekst).

Beschrijving van een oscillatorbuis die, wat bouw en werking betreft, gelijkenis vertoont met een magnetron. Een verschil met een magnetron is dat de elektronenbundel elektrostatisch bijeengehouden wordt. De bundel loopt tussen twee concentrische cilinders. De binnencilinder, die een hogere potentiaal heeft dan de buitencilinder, maakt deel uit van de hoogfrequentieketen. Dit is een tweede verschil met een magnetron, waar juist de buitencilinder deel uitmaakt van de hoogfrequentieketen. Als functie van de elektronensnelheid worden de maximale stroom in een cirkelvormige baan en de oscillatiefrequentie berekend. De experimentele resultaten komen redelijk overeen met de berekeningen. Zie ook no. **R 255** van deze overzichten.

2530: J. J. Balder: Illuminated borders to picture screens (Light and Lighting **50**, 245-250, 1957, no. 8).

Verslag van een onderzoek naar de wenselijkheid om televisieschermen te omgeven met een afzonderlijk verlichte rand. Hierover is reeds een korte mededeling verschenen in Philips techn. T. **19**, 161-163, 1957 (no. 5). Het artikel in „Light and Lighting" bevat meer details over de gebruikte apparatuur, een uitvoeriger statistische analyse van de waarnemingsresultaten, en bovendien enige opmerken over bioscoopschermen.

2531: P. Westerhof en J. A. Keverling Buisman: Investigations on sterols, IX. Dihydroderivatives of ergocalciferol (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **76**, 679-688, 1957, no. 8).

Beschrijving van de bereiding en van het onderzoek naar de chemische structuur van enige gedeeltelijk gehydreerde derivaten van ergocalciferol. De werkzaamheid wat betreft het verhogen van het calciumgehalte van bloedserum werd beproefd op ratten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2532: F. J. Mulder, J. R. Roborgh, Th. J. de Man, K. J. Keuning en K. H. Hanewald: A chemical routine determination of vitamin-D; correlation with the biological determination (Analysis of fat soluble vitamins II) (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **76**, 733-746, 1957, no. 8).

Beschrijving van de bepaling van de vitaminen D_2 en D_3 in een aantal preparaten volgens een chemische methode die geschikt is voor routinebepalingen. De resultaten stemmen goed overeen met die verkregen volgens biologische methodes, te weten een curatieve proef op ratten en een profylactische proef op kuikens.

2533: K. J. Keuning, G. J. van Dijk en M. J. Wiggers de Vries: Determination and adjustment of the activity of adsorbents for chromatography and of the eluting power of elution solvents by means of the „shake test" (Analysis of fat soluble vitamins III) (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **76**, 747-756, 1957, no. 8).

Beschrijving van een eenvoudige en snelle methode om uit te maken of een bepaalde combinatie van adsorbens en elutievloeistof geschikt is voor het afscheiden van een gegeven stof (b.v. vitamine A) door kolomchromatografie. Men schudt 2 g adsorbens met 10 ml elutievloeistof, waarin iets van de af te scheiden stof is opgelost (b.v. 1000 internationale eenheden vitamine A). Blijkt na het schudden dat ca. 50% van de opgeloste stof is geadsorbeerd, dan is de combinatie van adsorbens en elutievloeistof voor het doel geschikt. Een schudproef met 40% adsorptie geeft de juiste aanwijzingen voor een kolom van 10 cm hoogte, die 10 g Al_2O_3 als adsorbens bevat. Wenst men de snelheid waarmee de af te scheiden stof de kolom passeert, te verkleinen, dan moet bij de schudproef meer, b.v. 50-60%, geadsorbeerd worden. Hetzelfde is noodzakelijk wanneer men de diameter van de kolom kleiner neemt, waardoor deze dus minder adsorbens kan bevatten. De schudproef is geheel een praktijkproef; men kan er geen theoretische betekenis aan hechten.

2534: A. C. van Dorsten en J. H. Spaa: A high-output D-D neutron generator for biological research (Nucl. Instr. **1**, 259-267, 1957, no. 5).

Beschrijving van een neutronengenerator die een flux van 10^{10} snelle neutronen per sec opwekt door middel van de D-D-reactie. Deuteronen worden versneld in een versnellingsbuis en vallen op een trefplaat van zwaar ijs. Deze trefplaat roteert snel, om een vermogensdissipatie van 300 watt te kunnen verwerken. De versnellingsspanning wordt geleverd door een cascadegenerator in een drukvat. De hoogspanningsventielen van de cascadegenerator zijn uit seleniumgelijkrichtcellen samengesteld. Zie ook Philips techn. T. **17**, 159-161, 1955.

2535: F. W. Klaarenbeek en M. H. de Lange: Enkele aspecten van de warmtetechniek van glassmeltovens (Ingenieur **69**, W137-W140, 27 sept. 1957).

Korte globale beschrijving van het smeltproces in glasovens en van de meest gebruikte oventypes. Er wordt een poging gedaan de eisen te formuleren waaraan deze ovens moeten voldoen. Verder bespreken de auteurs enige uit de literatuur geputte resultaten van metingen aan glasovens, alsmede een aantal uit de praktijk bekende verschijnselen bij dergelijke ovens.

2536: J. Volger: Dielectric loss in insulating solids caused by impurities and colour centres (Disc. Faraday Soc. no. 23, 63-71, 1957).

Metingen bij lage temperaturen (in hoofdzaak tussen 20 en 100 °K) aan isolerende vaste stoffen, die diverse typen roosterfouten vertonen, hebben diëlektrische relaxatieverschijnselen aan het licht gebracht die met deze fouten samenhangen. De relaxatietijden worden bepaald door activeringsenergieën die veel kleiner zijn dan die welke men bij diffusie van ionen of bij ionengeleiding gewoonlijk vindt. Er worden voorbeelden gegeven van representatieve metingen. Deze worden kwalitatief besproken aan de hand van modellen van enige roosterfouten, waaronder kleurcentra.

2537: K. Compaan en Y. Haven: Some fundamental aspects of the mechanism of diffusion in crystals (Disc. Faraday Soc. no. 23, 105-112, 1957).

Uit metingen van de diffusiecoëfficiënt D als functie van de temperatuur T kan men — met behulp van de relatie $D = D_0 \exp(-E/kT)$ — de twee parameters D_0 en E bepalen. Wil men echter het diffusiemechanisme in detail doorgronden, dan moet men over meer gegevens beschikken. Enige van de moeilijkheden die men ontmoet als men tracht deze verdere gegevens te verkrijgen, komen in dit artikel ter sprake. Sommige van de nadere gegevens, zoals de soort van de primair bewegende deeltjes en de frequentie waarmee deze verspringen, kan men afleiden uit evenwichtsbeschouwingen, toegepast op de roosterfouten. Diffusie is echter in wezen een kinetisch verschijnsel. In de laatste tijd

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

heeft een nieuw kinetisch aspect de belangstelling gewekt, nl. de correlatie tussen de richtingen van de opeenvolgende sprongen van een atoom of ion. Deze correlatie oefent bij sommige diffusiemechanismen een grote invloed uit op de zelfdiffusiecoëfficiënt, maar niet op de driftdiffusiecoëfficiënt en het ionengeleidingsvermogen. Het is reeds gebleken dat het onderzoek van de correlatie een waardevol middel is om verschillende diffusiemechanismen van elkaar te onderscheiden, speciaal in ionenkristallen.

2538: E. J. W. Verwey: Onderzoekingen over oxydische ijzerverbindingen (Versl. gew. verg. Afd. Natuurk. Kon. Ned. Akad. Wet. **66**, 106-110, 1957, no. 7).

Kort overzicht van het onderzoek dat in de laatste jaren in Philips' Natuurkundig Laboratorium is verricht aan ferrieten die kristalliseren in het hexagonale kristalstelsel. Deze ferrieten bevatten, naast allerlei kleine metaalionen, ten minste één soort metaalionen met grote straal, b.v. Ba^{2+}. De kristalstructuren van de verbindingen uit het fazediagram van ternaire systemen BaO-Fe_2O_3-MeO, waarin Me een metaal met klein ion voorstelt, worden globaal beschreven. Al deze structuren zijn nauw verwant met een dichtste bolstapeling van de grote ionen (O^{2-}- en Ba^{2+}-ionen). Voor het ontrafelen van dit soort systemen is het structuuronderzoek door röntgendiffractie van bijzondere waarde gebleken. Van de fysische eigenschappen zijn vooral de magnetische van praktisch belang (ferroxdure en ferroxplana; zie resp. Philips techn. T. **14**, 33-48, 1952 en **18**, 253-262, 1956).

2539: L. A. Æ. Sluyterman: The amperometric titration of sulfhydryl groups with silver nitrate (Biochim. biophys. Acta **25**, 402-404, 1957, no. 2).

Men neemt gewoonlijk aan dat, bij amperometrische titratie met $AgNO_3$ van de sulfhydrylgroepen (SH-groepen) in eiwitten en verwante verbindingen, het aantal dezer groepen gelijk is aan het aantal Ag-ionen dat men heeft toegevoegd als het omslagpunt wordt bereikt. De auteur heeft echter de ervaring dat dit niet altijd juist is. Bij controleproeven met vijf verschillende verbindingen bleken er drie meer Ag-ionen te binden dan met het bekende SH-gehalte overeenkwam.

2540: K. Teer: Colour television transmission — practical aspects of the two-sub-carrier system (Electron. Radio Engr. **34**, 280-286 en 326-332, 1957, nos. 8 en 9).

In de laatste jaren is in Philips' Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven een systeem ontwikkeld voor kleurentelevisie waarbij gebruik wordt gemaakt van twee hulpdraaggolven om de informatie betreffende de kleur over te brengen. Het systeem werd in 1955 en in 1956 gedemonstreerd voor studiegroep XI van het „Comité Consultatif International des Radiocommunications". Het principe van het systeem en de groei tot een praktisch bruikbare uitvoering zijn in vroegere artikelen beschreven (zie deze overzichten nos. **2205** en **2381**). In het onderhavige artikel gaat de auteur nader in op technische bijzonderheden en bespreekt hij recente veranderingen en verbeteringen.

2541: J. J. Balder: Erwünschte Leuchtdichten in Büroräumen (Lichttechnik **9**, 455-461, 1957, no. 9).

Om vast te stellen welke luminanties van werkvlak, wanden en plafond men in een kantoorlokaal als aangenaam ondervindt, werd in een experimenteel kantoorlokaal een serie proeven genomen. Het lokaal was voorzien van een verlichtingsinstallatie waarmee de luminanties over een groot gebied gevarieerd konden worden. Aan een groot aantal mannen en vrouwen van verschillende leeftijd, die zich telkens met acht personen tegelijk in het proeflokaal bevonden, werd gevraagd op invulformulieren hun oordeel te noteren over de genoemde luminanties, zoals deze in diverse combinaties (verlichtingssituaties) aan hen getoond werden. Het proevenprogramma, de wijze van noteren enz. werden uiteraard zo gekozen dat een objectieve kwantitatieve interpretatie der waarnemingen mogelijk was. De meest gewenste luminantie van het werktafelvlak bleek te liggen tussen 116 en 144 cd/m²; de luminantie van het papier waarop werd gewerkt, lag daarbij tussen 325 en 410 cd/m², de verlichtingssterkte tussen 1580 en 1960 lux (max. bij 1770 lux). Voor de voorwand, de zijwanden en het plafond lagen de optimaal gewaardeerde luminanties resp. bij ca. 120, 95 en 135 cd/m².

2542: L. F. Defize: Fysische verschijnselen in de lasboog (De metallurgie van het lassen van staal, Lassymposium 1957, uitg. Ned. Ver. voor Lastechniek, 's-Gravenhage, blz. 5-11).

Hoewel de toepassing van het booglassen in de laatste decennia een enorme vlucht heeft genomen, blijft het aantal publikaties over het boogmechanisme nog uitermate schaars. De verschijnselen in een boogontlading bij atmosferische druk zijn reeds zeer gecompliceerd, en bij een lasboog wordt de ontlading bovendien voortdurend gestoord door de overgaande druppels metaal. De meeste onderzoekingen aan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

boogontladingen zijn daarom verricht aan bogen tussen koolelektrodes en tussen niet-afsmeltende wolfraamelektrodes. In dit opstel wordt besproken welke mechanismen aan de plus- en de minpool van een lasboog een rol spelen, hoe de hoge temperatuur ontstaat en welke warmte-effecten bij de elektrodes optreden. Naast de gelijkstroomboog wordt ook de wisselstroomboog besproken, terwijl tevens op het mechanisme van het materiaaltransport kort wordt ingegaan.

2543: J. D. Fast: De rol van gassen bij het booglassen van staal (De metallurgie van het lassen van staal, Lassymposium 1957, uitg. Ned. Ver. voor Lastechniek, 's-Gravenhage, blz. 12-17).

Bij het booglassen van staal met beklede elektrodes neemt dit staal — dat reeds C bevat — ook O, N en H op. De samenstelling van de bekleding bepaalt in hoofdzaak de opgenomen hoeveelheden. Evenwichten stellen zich in het algemeen niet in, en men kan de hoeveelheden dan ook niet berekenen. De wetten van het chemisch evenwicht stellen ons echter wel in staat enige kwalitatieve conclusies te trekken, o.a. de volgende: 1) het metaal neemt minder zuurstof op naarmate de oxydes in de slak stabieler zijn, en 2) bij gelijkblijvend watergehalte van de bekleding neemt het metaal meer waterstof op naarmate het minder zuurstof opneemt. Stolt het metaal, dan ontwijken CO, CO_2, H_2O, H_2 en N_2. Deze gassen kunnen porositeit van de las veroorzaken. De rol van zwavel hierbij wordt besproken. Verouderingsverschijnselen, veroorzaakt door in het metaal achtergebleven C, N en H, worden besproken. Op grond van de dislocatietheorie worden voorlopige uitspraken gedaan over de invloed van interstitiële verontreinigingen op de neiging tot bros breken van staal en op de verschillende gevoeligheid van ferritisch en austenitisch staal voor deze verontreinigingen.

2544: P. C. van der Willigen: De invloed van waterstof op de kwaliteit van de las (De metallurgie van het lassen van staal, Lassymposium 1957, uitg. Ned. Ver. voor Lastechniek, 's-Gravenhage, blz. 24-29).

Hoewel men reeds een eeuw weet dat waterstof staal bros maakt, heeft men pas sedert Wereldoorlog II de ongunstige werking van waterstof bij het booglassen begrepen. Waterstof is een der oorzaken van porositeit in de lasrups, van microscheurtjes in snel afgekoeld lasmetaal, en van macroscheuren in en onder de lasrups bij het lassen van laaggelegeerd staal. De auteur bespreekt enige proeven die inzicht geven in het typische gedrag van waterstof in staal. Tevens bespreekt hij proeven die duidelijk het gevaar van waterstof demonstreren, een gevaar dat nog wel eens in twijfel wordt getrokken. Getracht wordt de waargenomen verschijnselen te verklaren.

2545: G. Diemer, G. J. van Gurp en H. J. G. Meyer: The nature of the edge emission in CdS (Physica **23**, 987-988, 1957, no. 10).

Korte mededeling omtrent experimenten die steun geven aan de opvatting van Lambe, Klick en Dexter, en van Smith, dat de emissie in het golflengtegebied van 5100 tot 5500 Å wordt veroorzaakt door recombinatie van elektronen met gaten via onzuiverheden in het kristalrooster.

2546: N. W. H. Addink: A note on the determination of the Avogadro number (Suppl. op Nuovo Cimento **6** (serie 10), 221-223, 1957, no. 1).

Voordracht — gehouden op een congres ter herdenking van Avogadro (gestorven in 1856) — over de kleine verschillen die bestaan tussen de soortelijke massa van kristallen, bepaald met pyknometer en balans enerzijds, en de soortelijke massa, berekend uit de door röntgendiffractie bepaalde afmetingen van de eenheidscel, in combinatie met het molecuulgewicht en het getal van Avogadro anderzijds. De oorzaak van de verschillen schuilt niet steeds alleen in de aanwezigheid van kristalfouten, maar dikwijls ook in fouten bij het gebruik van de pyknometer. Vooral als de kristallen klein zijn, is namelijk hun bevochtiging door de pyknometervloeistof een factor van betekenis. Uit metingen aan KCl-kristallen, getrokken uit de smelt, werd gevonden dat deze ca. 2×10^{-4} ingevroren vacatures per cm^3 bevatten. Dit komt goed overeen met het aantal van $1{,}2\times10^{-4}$ per cm^3 dat uit metingen van de soortelijke weerstand is gevonden.

2547: G. Meijer: The influence of light quality on the flowering response of Salvia occidentalis (Acta bot. neerl. **6**, 395-406, 1957, no. 4).

Salvia occidentalis is een obligate kortedagplant, d.w.z. dat langedagomstandigheden (16 uur licht per dag) de bloei verhinderen (langedageffect). Een dergelijke langedageffect wordt slechts verkregen als het licht voldoende blauw of infrarood bevat. Zie ook no. **2548** van deze overzichten.

2548: G. Meijer en R. van der Veen: Wavelength dependence of photoperiodic responses (Acta bot. neerl. **6**, 429-433, 1957, no. 4).

Vervolg van no. **2547**. Als men planten waarvan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het al of niet optreden van bloei afhangt van de daglengte, aan een kortedagbehandeling onderwerpt (10 uur licht, 14 uur donker), veroorzaakt een onderbreking van de lange donkere periode met een stoorbelichting (ca. 10 min) een langedageffect (d.i. bloeiverhindering voor kortedagplanten; bloeibevordering voor langedagplanten). Bij Salvia occidentalis — een kortedagplant — en Hyoscyamus niger — een langedagplant — veroorzaakt de stoorbelichting alleen dan een langedageffect als de dagelijkse hoofdbelichting (van 10 uur) geschiedt met licht dat een blauwe component bevat.

2549: P. Massini: Photosynthetic phosphorylation as an explanation for induction phenomena in photosynthesis (Acta bot. neerl. **6**, 434-444, 1957, no. 4).

Het is een bekend verschijnsel dat cellen die tot fotosynthese in staat zijn (b.v. in een groen planteblad), en die plotseling van het donker in het licht worden gebracht, in de eerste seconden aanzienlijk sneller CO_2 opnemen dan wanneer zich een stationaire toestand heeft ingesteld. Dit „inschakelverschijnsel" is nader onderzocht. De auteur zoekt de verklaring in een verschuiving van de p_H van de celinhoud in alkalische richting. De verschuiving wordt veroorzaakt doordat zich energierijke fosfaten vormen onder de inwerking van het licht.

2550: J. H. Stuy: Herstel van beschadiging door straling bij micro-organismen (Chem. Weekbl. **53**, 621-625, 1957, no. 47).

Overzicht van het inactiveren van micro-organismen door ultraviolette straling, en het weer op gang brengen van het delingsmechanisme (reactivering). Het verband dat mogelijk bestaat tussen de verschillende reactiveringsverschijnselen, wordt besproken.

2551: J. B. de Boer: Blendung beim nächtlichen Strassenverkehr (Zentralblatt für Verkehrs-Medizin, Verkehrs-Psych. u. angr. Geb. **3**, 185-203, 1957, no. 4).

Wegverkeer wordt bij kunstlicht gehinderd door twee soorten lichtbronnen, nl. door koplantaarns van auto's en door de lantaarns van de vaste wegverlichting, die meer of minder verblinding kunnen veroorzaken. Verblinding komt in de eerste plaats tot uiting in een vermindering van het waarnemingsvermogen („disability glare") en in de tweede plaats in een gevoel van onbehaaglijkheid, dat op den duur tot vermoeidheid kan leiden („discomfort glare"). Uit zichtbaarheidsproeven is gebleken dat de invloed van verblinding op het waarnemingsvermogen verwaarloosbaar is zolang het gevoel van onbehagen binnen aanvaardbare grenzen blijft. De resultaten van onderzoekingen over deze grenzen maken het mogelijk kwantitatieve aanbevelingen over de toelaatbare verblinding door de openbare verlichting vast te stellen. Om de verblinding binnen deze grenzen te kunnen houden, moet meer lichtstroom worden geïnstalleerd, indien ter wille van de verkeersveiligheid aan een bepaald lichtniveau wordt vastgehouden. Deze meerdere lichtstroom is door de thans ter beschikking staande verlichtingsmiddelen zeker economisch verantwoord. Op straten en wegen met een openbare verlichting volgens de beschreven kwaliteit behoren auto's slechts met stadslichten te rijden, omdat koplantaarns — ook in gedimde schakeling — steeds een aanzienlijke hinder veroorzaken. Voor wegen met druk verkeer kan het verlichtingsprobleem dus slechts met vast opgestelde lichtbronnen worden opgelost. De invloed van de kleur van het licht op de verblinding wordt in het artikel kort behandeld.

2552: A. H. Boerdijk: Apparatus for routine refraction measurements of layers of lacquers with digital reading (Rev. sci. Instr. **28**, 840-841, 1957, no. 10).

Korte beschrijving van een instrument voor routinemetingen van de brekingsindex van dunne lagen op een ondoorzichtige ondergrond. De meting geschiedt met gepolariseerd licht en berust op de wet van Brewster. Het meetgebied loopt van 1,3 tot 1,8; de brekingsindex wordt direct in cijfers afgelezen, in drie decimalen.

2553: L. M. Nijland en L. J. van der Pauw: The effect of heat treatment on the bulk lifetime of excess charge carriers in silicon (J. Electron. Control **3**, 391-395, 1957, no. 4).

Dit artikel beschrijft de veranderingen van de volumerecombinatiesnelheid in silicium, die optreden indien eenkristallige preparaten van dit element worden verhit tot 1250 °C of tot een lagere temperatuur, enige tijd op deze temperatuur worden gehouden en daarna betrekkelijk langzaam worden afgekoeld. De recombinatiesnelheid blijkt aanmerkelijk kleiner te kunnen worden indien de hoogste temperatuur tussen 300 °C en 700 °C ligt, doch groter te worden indien de hoogste temperatuur tussen 700 °C en 1250 °C ligt.

R 343: K. M. Adams: On the synthesis of three-terminal networks composed of two kinds of elements (Philips Res. Repts. **13**, 201-264, 1958, no. 3).

De eigenschappen van een netwerk voorzien van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

drie aansluitklemmen (driepool) worden, als functie van de frequentie, vastgelegd door een stel functies van een complexe frequentieparameter λ. Men kan zich afvragen welke voorwaarden nodig en voldoende zijn voor een stel functies van λ, opdat een netwerk bestaat dat aan deze functies beantwoordt. Een volgende vraag is hòe men het netwerk moet samenstellen indien het stel functies aan de voorwaarden voldoet. Stelt men het probleem in deze vorm, dan is de oplossing reeds bekend. Wordt echter aan het netwerk de beperking opgelegd dat dit geen transformatoren mag bevatten, dan is de oplossing niet bekend. In het onderhavige proefschrift (Delft, oktober 1957) wordt dit probleem onderzocht voor het eenvoudige geval dat men slechts twee soorten elementen toelaat. Het blijkt dan een vereenvoudiging op te leveren als men slechts zg. serie-parallelle driepolen (deze term wordt in het proefschrift gedefinieerd) beschouwt. Onder de gevonden voorwaarden zijn er enige die nog niet bekend waren. Uit het onderzoek is echter niet gebleken of deze nieuwe voorwaarden eveneens nodig zijn indien men ook andere dan serie-parallelle driepolen toelaat. Aan het stel functies wordt een graad toegekend die samenhangt met de hoogste graad waarin λ voorkomt. De uitgewerkte methode van synthese wordt toegepast op gevallen tot de zesde graad. De hoeveelheid rekenwerk neemt snel toe met de graad.

R 344: W. Ch. van Geel, C. A. Pistorius en P. Winkel: Photo effects with anodic oxide layers on tantalum and aluminium (Philips Res. Repts. **13**, 265-276, 1958, no. 3).

Onderzoek naar de foto-elektrische eigenschappen van de systemen Ta-Ta_2O_5-elektrolyt en Al-Al_2O_3-elektrolyt onder invloed van ultraviolette straling. Bij kortsluiting van zo'n systeem vloeit er een fotostroom i_0 die evenredig is met de intensiteit van de straling. Meet men over een grote uitwendige weerstand de e.m.k., dan blijkt deze een aanzienlijke traagheid te vertonen. De e.m.k. kan worden voorgesteld door $V = V_{max}\,(1 - e^{-kt})$, waarin k evenredig blijkt met de intensiteit van de straling. Verder neemt k af als de dikte d van de oxydelaag toeneemt; dit is waarschijnlijk het gevolg van absorptie in deze laag. Corrigeert men voor dit effect, dan vindt men dat het produkt $i_0 \times d$ onafhankelijk is van de stralingsintensiteit. Getracht wordt de waargenomen verschijnselen te verklaren, uitgaande van de onderstelling dat het verschil tussen de uittreepotentialen van metaal en oxyde kleiner is dan dit verschil voor elektrolyt en oxyde.

R 345: P. Winkel, C. A. Pistorius en W. Ch. van Geel: On the relation between current and field during anodic oxidation (Philips Res. Repts. **13**, 277-295, 1958, no. 3).

Uitgaande van de onderstelling dat een langs elektrolytische weg aangebrachte oxydelaag op metalen als Al en Ta amorf is, wordt een betrekking afgeleid tussen de stroomdichtheid en de veldsterkte in de oxydelaag. De gevonden relatie wijkt enigszins af van de exponentiële formule waarvan men in de literatuur gewoonlijk gebruik maakt. Door de nadruk te leggen op het amorfe karakter van de oxydelaag, blijkt het mogelijk de resultaten van de in het artikel beschreven experimenten te verklaren. Waarschijnlijk schuilt hierin ook de verklaring van het feit dat de in de literatuur vermelde waarden van enige grootheden aanzienlijk uiteenlopen, afhankelijk van de wijze waarop zij werden gemeten en berekend. Ook de gevolgen die het amorfe karakter heeft voor een gedetailleerd beeld van het oxydatieproces, zijn nagegaan. Het blijkt dat men voor een der parameters een afhankelijkheid van de frequentie moet verwachten; dit is inderdaad bij de experimenten waargenomen. Daar de experimenten klopten met de theoretische verwachtingen, was het mogelijk de in de theorie ingevoerde parameters bij benadering te berekenen.

R 346: C. Z. van Doorn: Quantum efficiency of F-centre fluorescence in KCl (Philips Res. Repts. **13**, 296-300, 1958, no. 3).

Het quantumrendement van de fluorescentie van F-centra in KCl werd gemeten met behulp van een bol van Ulbricht. Zowel door een overmaat kalium als door röntgenbestraling veroorzaakte F-centra werden onderzocht. De waarde bleek af te hangen van de concentraties van F- en M-centra en bedroeg in een enkel geval zelfs 91%.

Verschenen is:

P. Cornelius: Samenvatting der elektriciteitsleer volgens het Giorgistelsel (Philips' Technische Bibliotheek, tweede uitgave, 1958, XI+184 blz., 28 figuren).

Bovengenoemde tweede uitgave van 's schrijvers „Samenvatting der elektriciteitsleer" is aanzienlijk uitgebreider dan de eerste uitgave, die van 1948 dateert. De hoofdstukken zijn getiteld als volgt: I. Zuivere elektriciteitswetten, II. Mechanische krachten in het elektrisch en het magnetisch veld, III. De keuze van het stelsel en de gevolgde methode van opbouw, IV. Enkele grepen uit de elektriciteitsleer, V. Slotbeschouwingen, VI. Tabellen. Een alfabetisch register besluit het boek.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!